

A SVÁBHEGYI
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN DER
STERNWARTE
BUDAPEST-SVÁBHEGY

Nr. 12.

Z. BERKES

DIE METEOROLOGISCHEN VERHÄLTNISSE
AM SVÁBHEGY

BUDAPEST
1941

A METEOROLÓGIAI VISZONYOK A SVÁBHEGYEN

(Összefoglalás.)

Az 1923—1940-ig terjedő 18 év észlelési anyaga alapján a Csillagvizsgáló Intézet 200×200 m nagyságú területének éghajlati viszonyait le lehetett vezetni. A feldolgozás főként a 7, 14, 21 órai észlelésre terjedt ki, melyekből napi, havi évi középértékek számíttattak és a legtöbb elemnél ezek alapján 30 éves (1901—1930) ú. n. törzsátlagok készültek. (Az önműszerek szalagjainak feldolgozása eddig még nem történt meg.)

A levezetett átlagok alapján a Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet környezetének éghajlata a következőkben jellemezhető: Főbb vonásaiban ez az éghajlat kapcsolódik a Magyar-medence átlagos viszonyaihoz, azonban a hely magassága (470) miatt jellegzetes különbséget mutat fel. Köppen-féle jelöléssel az éghajlat $D b f x z$, azaz olyan, hogy a leghidegebb hónap középhőmérséklete -2° alatt van (D), a legmelegebb hónap közepe nem éri el a 22° -ot, de 4 hónapé 10° felett van (b), elegendően csapadékos minden hónap (f), a csapadék maximuma nyár elején van (x) és ősszel másodmaximum lép fel (z). Az alacsonyabban lévő és városias jellegű Meteorológiai Intézet adataival történő egybevetés alapján a Svábhegy éghajlata kevésbé szárazföldinek adódott, ami főként a hőmérsékleti szélsőségek korlátozódásában jelentkezik. Csapadéka több, de a felhőszakadások már a városban nagyobbak. Jellegzetes és előnyös különbségek adódnak a sugárzási éghajlatban, amennyiben főként a téli napsütés és sugárzás viszonyok sokkal kedvezőbbek fent, mint lent. Ezek a sugárzási és levegőtisztasági viszonyok a csillagászati észlelések szempontjából országos viszonylatban is nagyon kedvezőek és még a hegyvidék kissé felhősebb volta sem rontja érezhetően a csillagászati észlelések lehetőségeit (1. ábra). A szélviszonyok ebből a szempontból aránylag szintén kedvezőek. Részletes eredmények a táblázatokban találhatók.

DIE METEOROLOGISCHEN VERHÄLTNISSE AM SVÁBHEGY

I. EINLEITUNG

Im Dezember 1922, kurz nach der Inbetriebsetzung der Budapester Sternwarte konnte daselbst die Beobachtung aller meteorologischen Elemente organisiert werden. Die Beobachtungen wurden im 200 × 200 m großen Park der Sternwarte gemacht; in der Aufstellung der Instrumente kamen größere Änderungen während der 18 Beobachtungsjahre nicht vor. Dieser Umstand und die durchwegs äußerst sorgfältigen Beobachtungen ermöglichten es, daß die Auswertung der Daten zur Charakterisierung des Klimas schon mit Abschluß des Dezenniums erfolgen konnte.

In der Bearbeitung wurden die internationalen Resolutionen berücksichtigt und nach Möglichkeit für alle Elemente normale Mittelwerte für die Epoche 1901—1930 abgeleitet. (Für die wichtigeren Elemente geben wir auch die 18-jährigen Mittelwerte.) Zur Erleichterung dieser Arbeit trug der Umstand vieles bei, daß die Werte des Meteorologischen Institutes, das in etwa 5 km Entfernung von der Sternwarte liegt, von diesem Gesichtspunkt aus schon einer ausführlichen Bearbeitung unterworfen sind, die als Basis zum Vergleich herangezogen werden konnten.¹

2. BESCHREIBUNG DER STATION UND IHRER UMGEBUNG

Wie aus der beigelegten Karte, Abb. 1. ersichtlich, nimmt die im Hotter der Hauptstadt gelegene Station in Bezug auf Ungarn eine ziemlich zentrale Lage ein. Der Svábhegy selbst liegt am rechten Ufer der Donau, von dieser in zirka 5 km entfernt. (Abb. 2. u. 3.) Die Karte 1. enthält die Daten der Sonnenscheindauer und Niederschläge, die darlegen, daß die S. sehr günstig gelegen ist, da man die Anzahl der zu astrophysikalischen Beobachtungen günstigen Nächte der Sonnenscheindauer proportional setzen kann. Eine in Bezug auf die Bewölkung günstigere Lage weist nur die Sternwarte in Kalocsa auf.

Im übrigen liegt die S. auf einem den Széchenyi- und Jánoshegy (Johannesberg) verbindenden Plateau, zu welchem sich hier der

¹ Zur Kürze sollen in folgenden die beiden Institute mit M. (Meteorologisches Institut) bzw. S. (Sternwarte) bezeichnet werden.

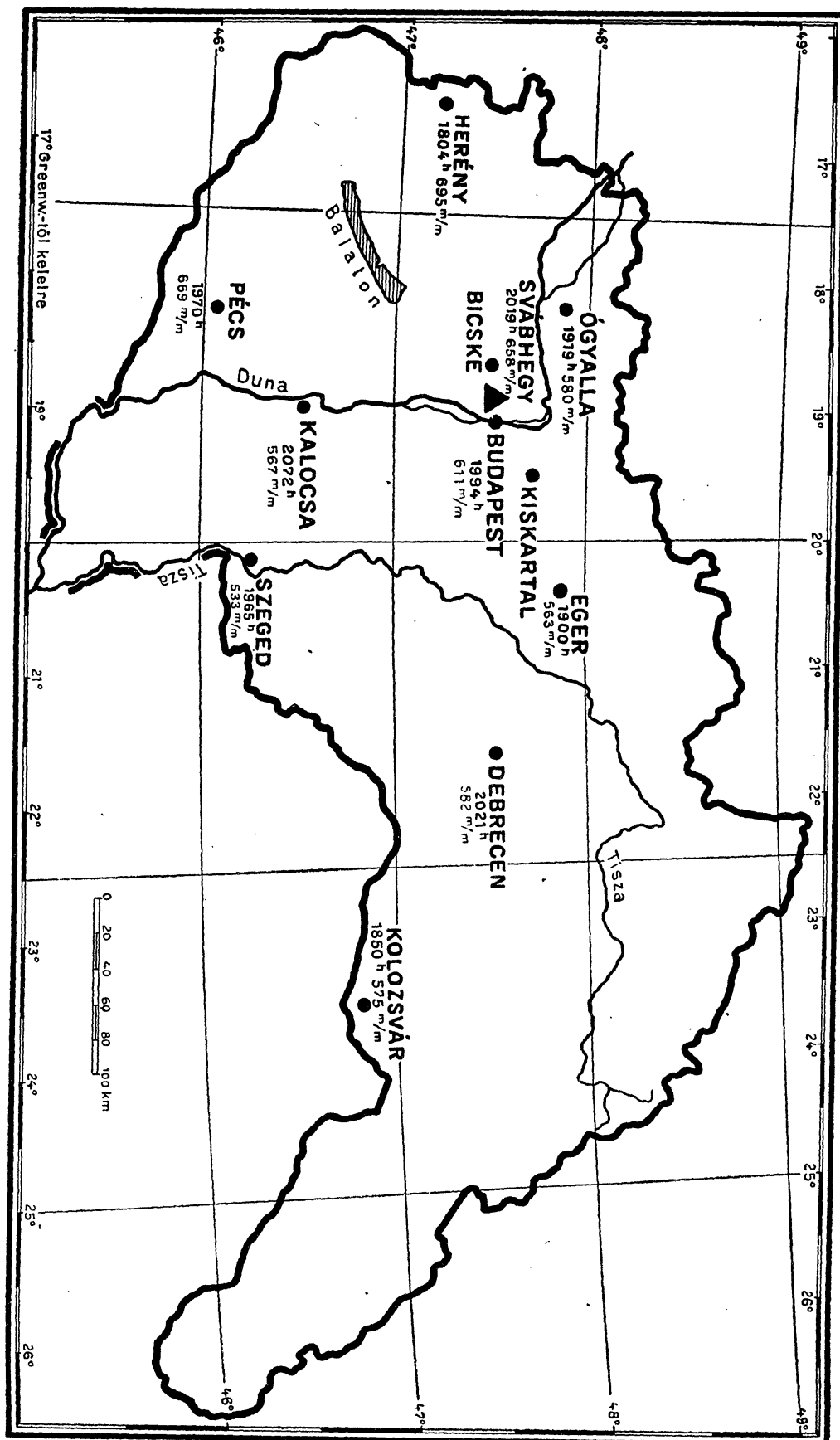


Abb. 1. Sonnenscheindauer und Niederschlagsmenge einiger Orte in Ungarn.

Rücken des Schwabenberges verbreitet hat ; ihre geogr. Koordinaten sind: $\varphi = 47^\circ 30'$, $\lambda = 18^\circ 58'$ (Abb. 1.). Das Plateau liegt in durchschnittlich 470 m Höhe, auf dem 200×200 m großen Grund des Institutes ist der Böschungswinkel in jeder Richtung kleiner als 1%. Dieses Terrain ist das höchst gelegene der nächsten Umgebung, die in etwa 2 km Entfernung im Jánoshegy kulminiert. Das Plateau ist von Wäldern umsäumt, am Nordostrand desselben in etwa 500 m Entfernung fällt der sehr steile (45%) Normabaum-Abhang ab, gegen Südwest fällt das Gelände viel sanfter ab. Der Berggrat selbst zieht von Nordwest gegen Südost. (Abb. 3.)

Die meteorologische Station war bis 1. Mai 1939 im Nordostquadranten des Institutparkes untergebracht (Abb. 4.). Zu diesem Zeitpunkt mußte eine Umsiedlung der Station in den Mittelpunkt des Parkes ausgeführt werden, weil am ursprünglichen Platz die Bäume viel zu mächtig emporgewachsen waren. (Abb. 5.) Die Bilder zeigen,

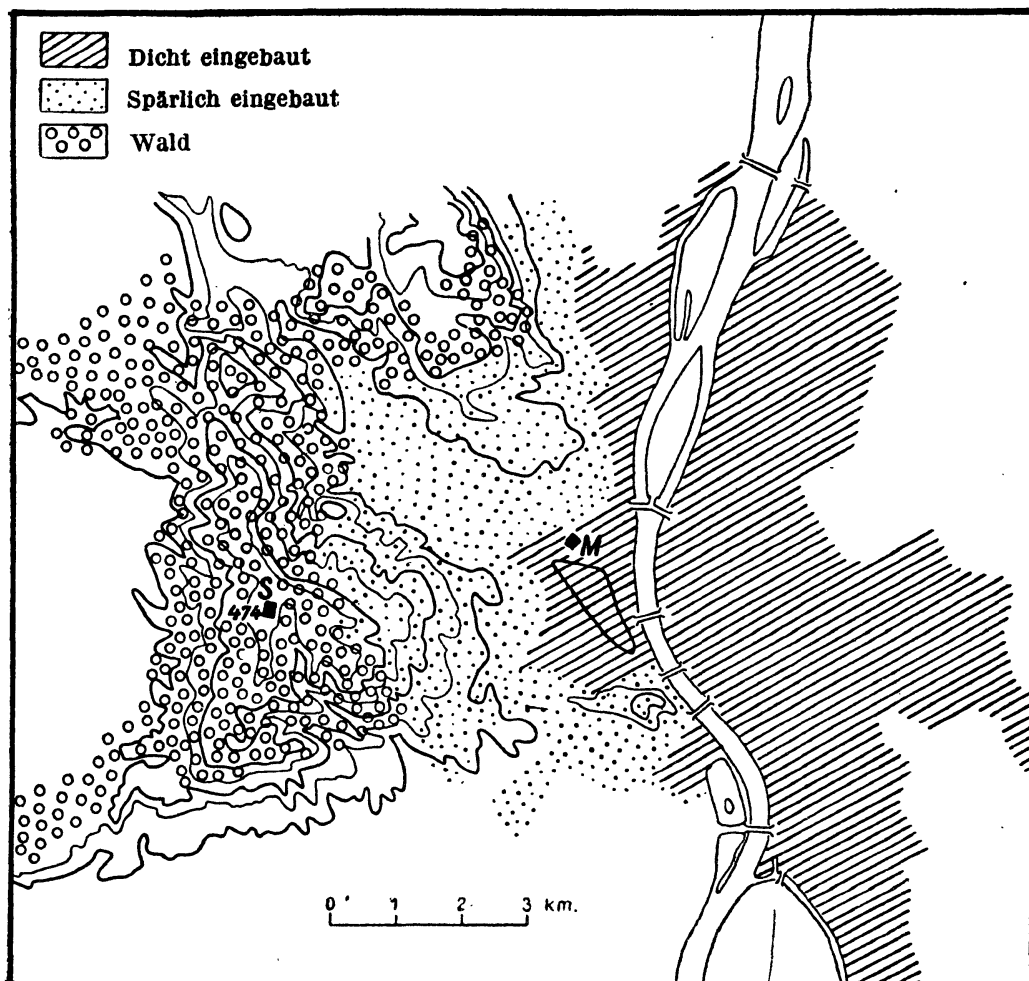
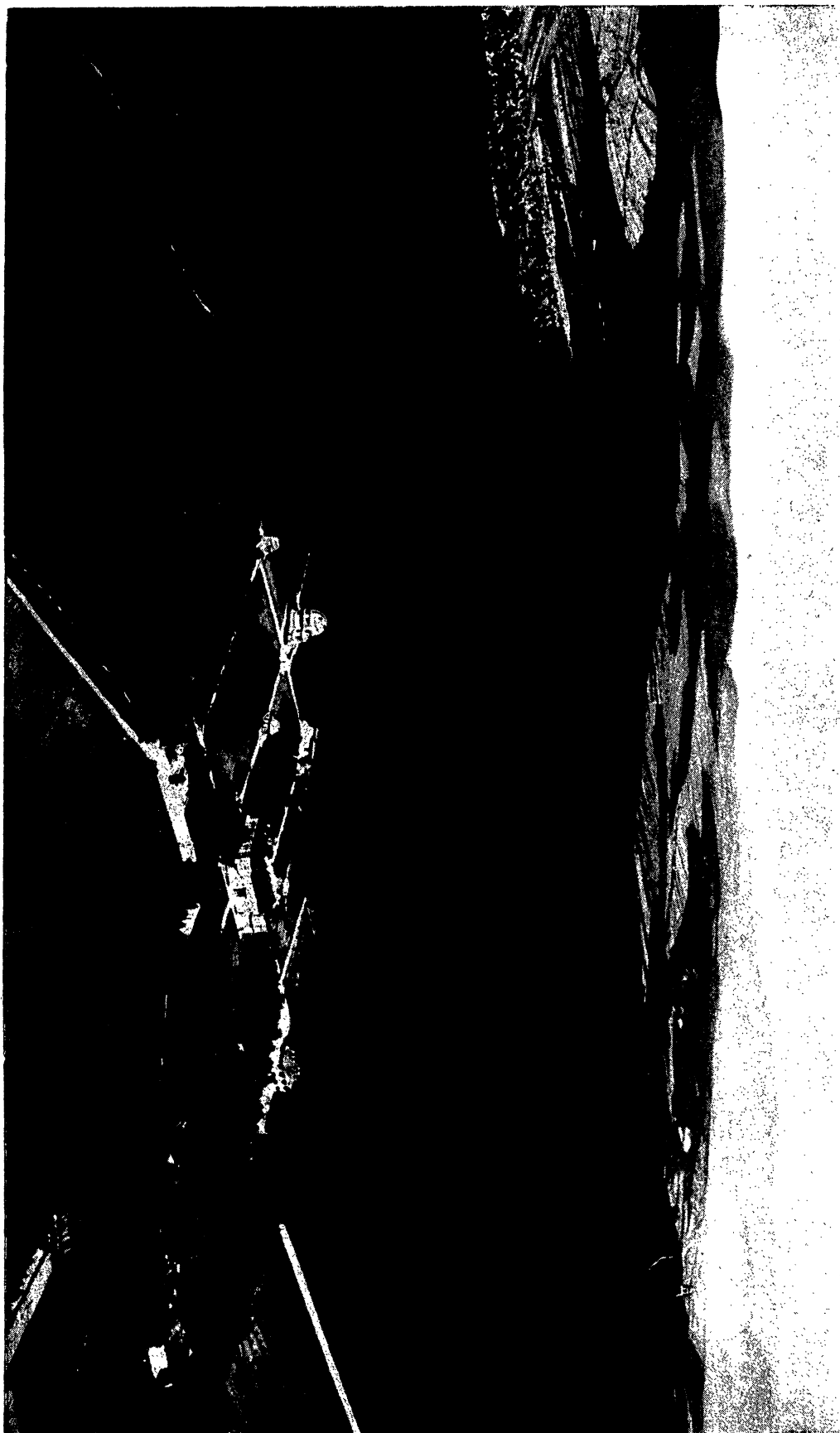


Abb. 2. Lage der Sternwarte (S), und des Meteorologischen Instituts (M).

Abb. 3. Sternwarte und Umgebung. (Fliegeraufnahme.)



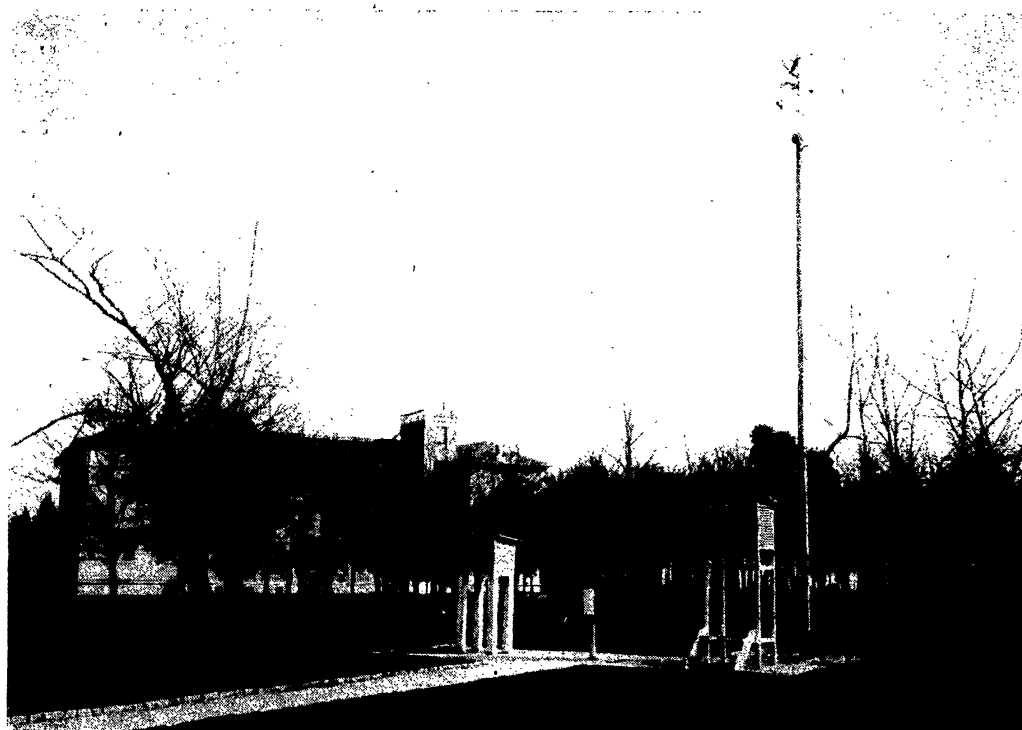


Abb. 4. Meteorologische Station vor 1939.

daß die Instrumente (Thermometer und Selbstschreiber) in zwei sogenannten Englischen Hütten in normaler Aufstellung untergebracht waren. Die Gefäße der Thermometer standen 2 m über dem Erdboden, ihre absolute Höhe über der Adria beträgt also 473 m.

Auch die Windfahne war hier aufgestellt, in 6 m Höhe über dem Boden, der Rezeptor des Robinsonschen Anemographen aber auf der Dachterasse des Hauptgebäudes des Institutes in ca 500 m ü. der A. ; auf derselben Terasse befinden sich der Sonnenscheinrecorder und die Sonnenstrahlungsmesser (vom 1939 V. ist die Windfahne hier angebracht). Hier werden auch die Sichtmessungen und Wolkenbeobachtungen ausgeführt. Das Quecksilberbarometer und der Barograph waren bis 10. Juli 1938 im Meridian-Hause aufgestellt in 474.44 m Seehöhe, wurden aber dann in das Hauptgebäude übersiedelt in 472.79 m Seehöhe.

Vom meteorologischen Standpunkt aus kann die Station nicht als *Bergspitzenstation* betrachtet werden, wegen ihrer Lage auf dem Plateau hat man sie eher zu den Bergrückenstationen zu zählen. Die Daten werden also nur im beschränkten Maße für die Verhältnisse der freien Atmosphäre gültig sein. Die Wind- und Strahlungsverhältnisse dürfen als ungestörte gelten, ebenso auch die Niederschlagsangaben. Die Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse werden sich aber ein wenig dem Waldklima entsprechend gestalten, was insbesondere in den Sommermonaten zum Vorschein treten wird.

3. AUSWERTUNG DER KLIMADATEN

Die Ableitung der 30-jährigen Normalwerte aus den 18-jährigen Beobachtungen geschah auf Grund der Beobachtungen des M. durch Differenzenbildung. Die Mittelwerte der Differenzen der 18 Jahrgänge wurden für die 30 Jahrgänge als geltend betrachtet und an die Normalwerte des M. angebracht, womit die Normalwerte der S. erhalten wurden. (In den Tabellen mit * bezeichnet.)

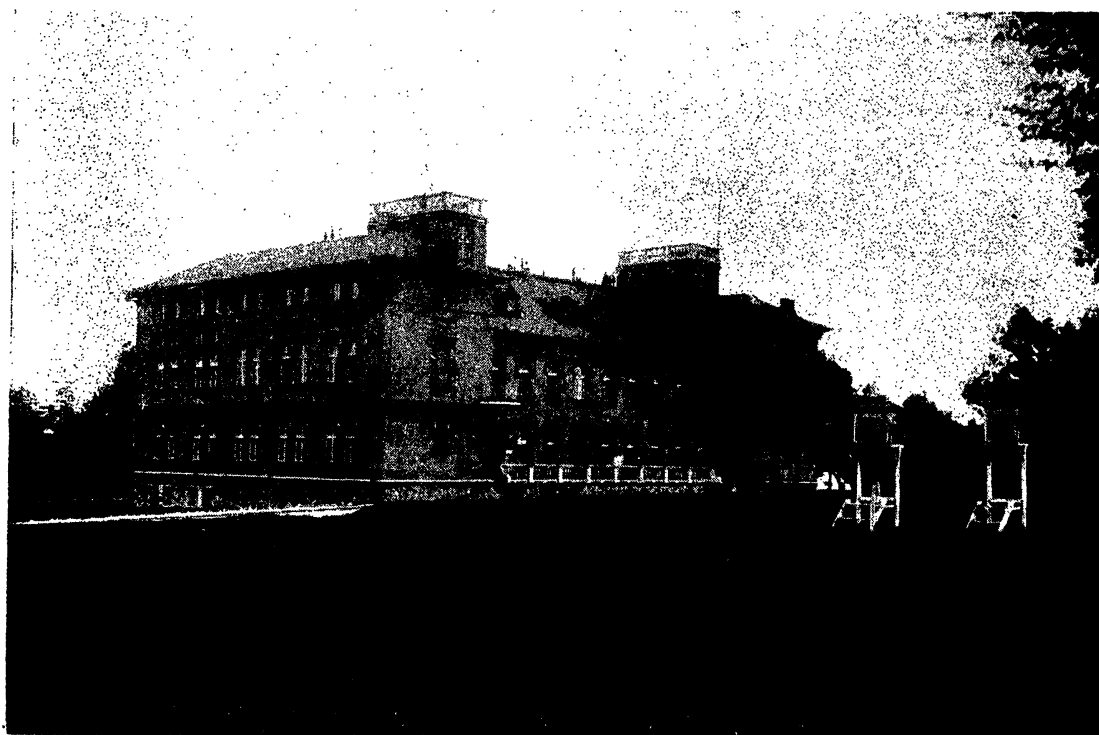


Abb. 5. Meteorologische Station seit 1939.

Die Häufigkeits- und Extremwerteangaben sind aber im allgemeinen nur auf 18 Jahre bezogen.

Es ist zu bemerken, daß die Mittelwerte des M. ein charakteristisches Stadtklima representieren, weil der Instrumentenpark des M. mit hohen Gebäuden umbaut ist; hier waren die Instrumente in 120 m ü. d. Adria aufgestellt. Der Instrumentenpark liegt am Fuße des sanft geböschten Rosenhügels zwischen Zinshäuser eingekeilt.

Der Höhenunterschied der Thermometer der beiden Stationen beträgt 353 m, derjenige der Barometer war anfangs 343.19 m, und ist zur Zeit 344.84 m.

Die Entfernung der beiden Stationen von einander in Luftlinie ist 5 km in der Richtung Ost-West. Der Park des M. liegt in dem zwischen den Gebirgszügen Jánoshegy—Széchenyihegy—Kissvábhegy—

Várhegy beziehungsweise Hárshegy—Mátyáshegy—Ferenchegy gelegenen Tal, richtiger gesagt Windgraben, der von WNW gegen ESE abfällt.

Wegen dem städtischen Charakter der Temperaturangaben des M. habe ich zur Ableitung des vertikalen Temperaturgefälles auch die Daten der freiergelegenen meteorologischen Station bei den Wasserkirken der Kristinenstadt (156 m) in Rücksicht genommen.

Die meteorologischen Beobachtungen an der S. waren von den Unterbeamten der S., die auch bei den astrophysikalischen Beobachtungen Hilfsdienste leisteten, bewerkstelligt.

Die Beobachtungstermine waren 7, 14 und 21 Uhr M. O. Z., d. h. 6^h 44^m, 13^h 44^m und 20^h 44^m M. E. Zonenzeit. Als Tagesmittel gilt das Mittel $(7 + 14 + 21) : 3$, als Monatsmittel das monatliche Mittel der Tagesmittel. Die Niederschlagssummen sind die Summenwerte der 24 Stunden von 7 bis 7 Uhr. Die Extremwerte der Temperatur beziehen sich auf das Vierundzwanzigstundenintervall von 21 bis 21 Uhr.

In folgendem behandeln wir der Reihe nach die einzelnen Klimaelemente. (Die Bearbeitung der Registrierstreifen der Selbstschreiber von Monat zu Monat ist bisher leider nicht geschehen, so daß mir Stundenwerte nicht zur Verfügung standen, weswegen wir über den täglichen Gang der Elemente vorderhand keine Aufklärung geben können.)

Der Luftdruck. An der S. war seit Anfang das Quecksilber-Stationenbarometer Fueß Nr. 1746 in Gebrauch. Dieses Instrument zeigt um 0.07 mm weniger als das Normalbarometer des M. Wild-Fueß Nr. 524, d. h. die konstante Nullkorrektur des Barometers der S. beträgt +0.07, mit der jede Luftdruckangabe korrigiert wurde. Ebenso wurde angebracht die vereinigte Höhen- und Breitenkorrektur +0.09 mm. Die Ablesungen geschahen auf 0.1 mm genau, die 30-jährigen Mittel aber werden auf 0.01 mm angegeben, was durch die genügend lange Beobachtungsreihe begründet ist. Die mit oben angegebenen Korrekturen versehenen einzelnen Monatsmittel enthält Tafel I, zugleich mit dem 18-jährigen Durchschnittswerten. (Seite 28.) Die abgeleiteten 30-jährigen Normalwerte befinden sich in der 1. Zeile der Tabelle 1. In der 2. Zeile gebe ich die nach der Hann'schen Formel aufs Meeresniveau umgerechneten Werte. Nach Zeile 1. ist der mittlere monatliche Luftdruck am größten im September, am kleinsten im April, das sekundäre Maximum fällt auf den Jänner. Der Luftdruck in 473 m weicht also von dem auf das Tiefland charakteristischen Jahresgang (Großes Tiefland und Transdanubien) wesentlich ab, weil im Tiefland das Hauptmaximum auf den Jänner, das sekundäre aber auf den September fällt.

Nach den Daten im Meeresniveau (Zeile 2.) gehört die Priorität auch auf dem Berge dem Jänner an, das sekundäre Maximum aber ist auf den Oktober verschoben. Der Grund dieser Erscheinung ist in der Verteilung der Temperatur zu suchen; es ist nämlich im Winter die Wirkung der Abkühlung (Dichtezunahme) auf die unteren Luftschichten beschränkt, während im Sommer die Auflockerung (Dichteabnahme) der Luft durch Temperatursteigerung sich in der Ausdehnung der Luft nach oben äußert in der Zunahme des Druckes oben. Die Zunahme ist nur relativ, weil die Sonnenwärme überall luftauflockernd wirkt. Die beiden Wirkungen zusammen verursachen, daß der Luftdruck in Höhen von mehr als 1000 m sein Maximum schon im August erreicht. Im übrigen ist das Aprilminimum und das Septembermaximum des Luftdruckes im Meeresniveau das Resultat der all-

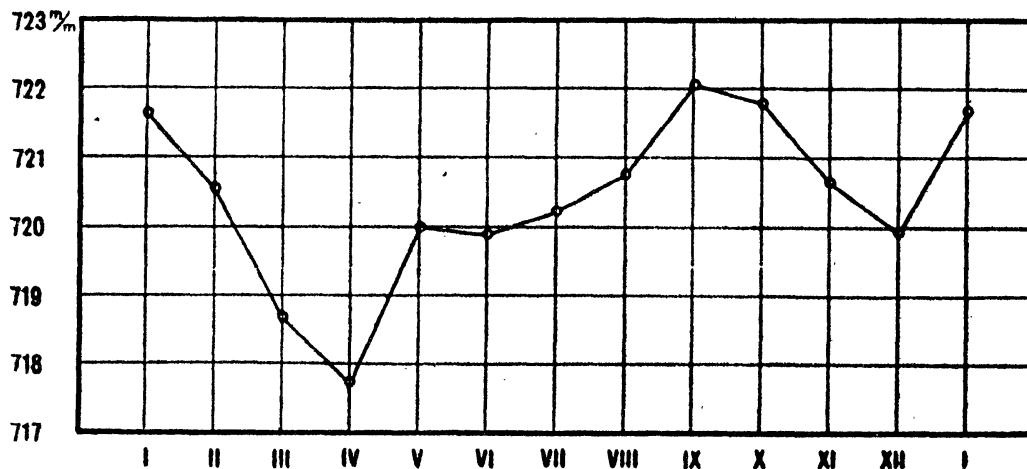


Abb. 6. Der jährliche Gang des Luftdruckes.

gemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Die Temperatursteigerung allein würde im Tiefland im Juli ein Luftdruckminimum verursachen. Die Dichteänderung in der Luftsäule zwischen M. und S. versinnlicht der Luftdruckunterschied zwischen M. und S. (Tabelle 1. Zeile 3.) Einem Luftdruckunterschied von 1 mm Hg entspricht im Jänner die kleinste, im Juli die größte Höhe der äquivalenten Luftsäule (Zeile 4.). Die gewonnenen Angaben entsprechen vollkommen den auf Grund der Theorie berechenbaren Zahlenwerten.

Die während der 18 Beobachtungsjahre beobachteten größten und kleinsten Monatsmittelwerte enthält die 5. und 6. Zeile. Die größte Schwankung dieser Mittel war 15.8 mm, von 729.6 mm bis 713.8 mm, wohingegen die mittlere Schwankung laut Zeile 1. nur 5 mm beträgt. Schon diese Zahlen beweisen den extremen Charakter unseres Klimas umsomehr, als die obenerwähnten beiden Extremwerte in dem Winter,

Tabelle 1.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1.	721.70	20.59	18.67	17.76	19.93	19.90	20.23	20.77	22.08	21.76	20.62	19.94	720.33
2.	765.61	64.21	61.29	59.56	60.99	60.53	60.53	61.21	63.24	63.73	63.47	63.42	762.41
3.	31.84	31.38	31.08	30.26	29.54	29.38	29.00	29.20	29.74	30.26	31.04	31.54	30.34
4.	10.78	10.94	11.04	11.34	11.62	11.68	11.83	11.75	11.54	11.34	11.06	10.88	11.31
5.	729.7	24.5	24.4	19.5	21.9	22.3	23.1	22.9	23.8	23.7	24.5	27.5	721.5
6.	716.5	13.9	14.0	14.5	16.4	16.1	17.9	18.5	19.6	17.6	17.4	15.1	719.1
7.	13.2	10.6	10.4	5.0	5.5	6.2	5.2	4.4	4.2	6.1	7.1	12.4	2.4
8.	740.8	35.9	34.0	33.4	30.0	30.2	29.7	29.3	31.9	34.0	34.2	36.8	740.8
9.	698.3	698.9	699.3	701.5	699.1	707.1	708.1	707.9	708.3	701.3	698.4	699.0	698.3
10.	42.5	37.0	34.7	31.9	30.9	23.1	21.8	21.4	23.6	32.7	35.8	37.8	42.5
11.	732.1	29.0	29.3	26.9	25.7	26.4	25.5	25.9	28.4	29.4	29.8	29.5	735.8
12.	708.8	7.1	5.5	6.7	7.8	11.8	11.8	12.2	12.2	8.9	6.7	6.1	702.7
13.	17.0	13.5	9.1	12.7	8.2	7.2	8.5	6.5	6.6	8.8	8.6	14.2	20.1
14.	21.5	16.9	12.8	10.8	17.7	9.8	7.7	8.8	8.1	15.6	16.9	14.5	21.5

Zeile 1.* 30-jährige Normalwerte des Luftdruckes (mm/Hg) in 472.79 m über der Adria (Schwerekorrektur von +0.09 mm inbegriffen).

Zeile 2.* Luftdruck im Meeresniveau, 30-jährige Mittel, berechnet mit Hann's Formel.

Zeile 3.* Druckunterschiede auf 343.19 m Höhenunterschied.

Zeile 4. Barometrische Höhenstufen in m für 1 mm/Hg Druckunterschied.

Zeile 5., 6. Extreme Monatsmittelwerte des Luftdruckes an der S. (versehen mit der Schwerekorrektur).

Zeile 7. Schwankung der Monats-(Jahres)-Mittel des Luftdruckes.

Zeile 8., 9. Absolute Extreme des Luftdruckes während der 18 Jahre (Schwerekorrektur inbegriffen).

Zeile 10. Differenzen der absoluten Extremwerte.

Zeile 11., 12. Mittlere Monats- und Jahres-Extreme.

Zeile 13., 14. Schwankungen der Maxima und der Minima des Luftdruckes.

im Jänner und Feber aufgetreten waren! Die Schwankung der Mittel eines einzigen Monates kann schon 13 mm erreichen, und zwar im Jänner (Zeile 7.); im September erreicht sie nur 4 mm. Die mittlere Schwankung des Jahresmittels selbst erreicht noch 2.4 mm, davon fallen 1.1 mm auf die den Normalwert von 720.3 mm übersteigenden, 1.4 mm auf die unter dem Normalwert stehenden Jahresmittel. Während der 18 Jahre war das absolute Maximum des Luftdruckes 740.8 mm (8. Zeile), das absolute Minimum 698.3 mm (9. Zeile), die absolute Schwankung also 42.5 mm (10. Zeile). Beide absoluten Extreme fielen auf den Jänner!

Im M. war die absolute Schwankung 45.5 mm (auch die mittlere Schwankung ist unten größer, als oben). Am kleinsten ist die Schwankung im August.

Die kleinsten und größten Werte der monatlichen Maxima bzw. Minima enthalten die Zeilen 11., 12., die Schwankungen der Maxima bzw. Minima die Zeilen 13., 14.: wie daraus ersichtlich, sind die Schwankungen der Maxima um nahe 1.5 mm kleiner als die der Minima.

Zusammenfassend können wir festlegen, daß in der S. in 472.79 m ü. d. A. der Luftdruck im Mittel 720.3 mm Hg beträgt, dem im Meeresniveau 762.4 mm Hg entspricht. Die Extremwerte weichen vom Mittel um +20.3 und -22.2 mm ab, im Winter sind die Schwankungen größer, als im Sommer und Herbst. Die negativen Abweichungen sind

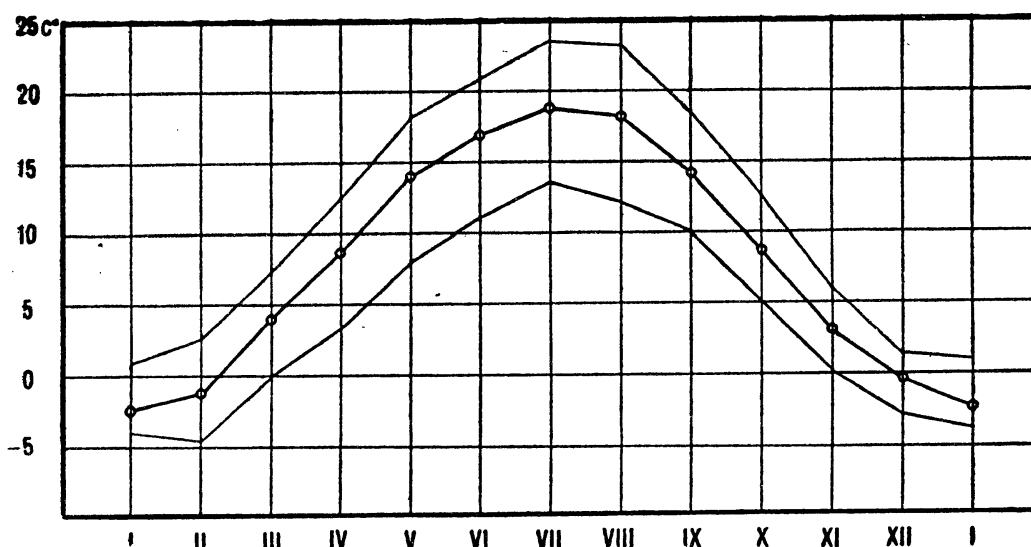


Abb. 7. Der jährliche Gang des Temperaturmittels, des mittleren Maximum— und Minimums.

im allgemeinen stärker als die positiven, daher weniger häufig als letztere, der Luftdruck steht häufiger über, als unter dem Normalwert; dementsprechend sind große positive Abweichungen seltener, als große negative.

Die Temperatur. Die Beobachtung der Temperatur (und Feuchtigkeit) erfolgte am August'schen Psychrometer, das mit Thermometern von Fueß ausgerüstet ist. Zur Beobachtung der Extremwerte dienten ebenfalls Fueß'sche Thermometer, die um 21^h abgelesen und eingestellt wurden.

Die während der 18 Jahre gewonnenen Monatsmittel sind in Tafel II. enthalten sammt ihren 18-jährigen Mittelwerten. (Seite 28.)

Die 30-jährigen Normalwerte befinden sich in der 15. Zeile der Tabelle 2. Der kälteste Monat ist der Jänner, der wärmste der Juli, was

Tabelle 2.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
15.	-2.5	-1.4	3.9	8.7	14.1	16.9	19.1	18.4	14.3	9.1	3.2	-0.3	8.6
16.	-2.1	-2.4	-2.4	-2.3	-2.5	-2.8	-2.5	-2.4	-2.0	-2.0	-1.8	-1.8	-2.3
17.	0.59	0.68	0.68	0.65	0.68	0.71	0.68	0.68	0.57	0.57	0.51	0.51	0.63
18.	0.50	0.55	0.55	0.53	0.63	0.72	0.68	0.63	0.57	0.43	0.39	0.39	0.55
19.	0.32	0.46	0.45	0.42	0.18	-0.04	0.00	0.18	0.00	0.49	0.42	0.41	0.28
20.	2.3	3.9	7.7	12.4	17.1	19.8	22.5	21.3	18.9	12.0	9.5	2.7	10.3
21.	-8.4	-8.8	-1.2	5.0	10.9	13.9	18.0	15.4	10.3	5.0	1.4	-5.7	6.7
22.	10.7	12.7	8.9	7.4	6.2	5.9	4.5	5.9	8.6	7.0	8.1	8.4	3.6
23.	11.9	15.5	23.3	25.6	28.0	35.7	35.8	34.0	32.7	26.7	21.5	11.6	35.8
24.	-18.5	-25.0	-11.5	-6.5	-2.5	0.5	6.1	6.1	-0.6	-2.2	-11.2	-22.0	-25.0
25.	30.4	40.5	34.8	32.1	30.5	35.2	29.7	27.9	33.3	28.9	32.7	33.6	60.8
26.	6.0	9.4	15.0	20.8	24.5	30.5	31.6	30.2	28.0	21.2	15.8	8.3	31.6
26a.	13.	18.	25.	19.	19.	26.	17.	10.	12.	6.	10.	11.	17. VII.
27.	-11.2	-12.0	-6.8	-2.4	2.6	5.2	9.8	8.6	3.7	0.1	-6.0	-13.5	-13.5
27a.	20.	10.	8.	6.	9.	10.	15.	21.	21.	23.	24.	19.	19. XII.
28.	1.0	2.0	7.9	12.9	18.5	21.0	23.6	23.2	18.6	12.9	5.9	1.5	12.4
29.	-3.9	-5.1	-0.3	3.2	8.1	11.2	13.4	12.3	9.9	4.5	-0.1	-3.2	4.1
30.	0.0	-0.3	1.0	0.9	1.2	1.8	1.9	1.7	3.0	1.3	0.1	-0.2	1.0
31.	13	10	2	—	—	—	—	—	—	—	3	9	37
32.	28	24	15	6	1	—	—	—	1/10	3	16	21	114
33.	—	—	—	—	1	8	14	12	1	—	—	—	36
34.	—	—	—	—	1/30	1	2	2	4/10	—	—	—	5
35.	—	—	—	—	—	1/10	1/10	—	—	—	—	—	2/10
36.	6	3	1	—	—	—	—	—	—	—	2/10	2	12
37.	—	—	—	—	—	1/20	7/10	3/10	—	—	—	—	1

Wintertage Frosttage Sommertage Hitzetage Tropentage min. < min. >
- 10 C° 20 C°

38.	30.	1.	23.	17.	27.	19.	5.	30.	16.	16.	2.	12.	17.	22.
	XI.	III.	X.	IV.	V.	IX.	VII.	VII.	VII.	VII.	I.	II.	VII.	VIII.

Zeile 15.* 30 jährige Mittelwerte der Temperatur (C°) in 473 m Höhe.

Zeile 16.* Temperaturdifferenz für den Höhenunterschied von 352 m.

Zeile 17.* Temperaturgradient auf 100 m, bezogen auf M.

Zeile 18. Temperaturgradient auf 100 m, berichtigt auf Grund der meteorologischen Stationen Gellérthegey und Krisztinaváros.

Zeile 19. Berichtigung der Mitteltemperaturen des M. Letztere sind wegen der städtischen Lage zu warm im Maß der Berichtigung.

Zeile 20., 21. Extreme Monats-(Jahres-)Mittel der Temperatur während der 18 Jahre.

Zeile 22. Schwankung der Monats-(Jahres-)Mittel der Temperatur während der 18 Jahre.

Zeile 23., 24. Absolute Extreme der Temperatur.

Zeile 25. Absolute Schwankung der Temperatur.

Zeile 26., 27. Mittelwerte der 18 absoluten Maxima und Minima der Temperatur in jedem Monat; «a», mittleres Datum derselben.

Zeile 28., 29. Mittelwerte der Tagesextreme.

Zeile 30. Unterschiede der mittleren Tagesschwankung der Temperatur (zwischen M. und S.).

Zeile 31.* Häufigkeit der Wintertage ($\text{Max} \leq 0^\circ$).

Zeile 32.* Häufigkeit der Frosttage ($\text{Min} \leq 0^\circ$).

Zeile 33.* Häufigkeit der Sommertage ($\text{Max} \geq 25^\circ$).

Zeile 34.* Häufigkeit der Hitzetage ($\text{Max} \geq 30^\circ$).

Zeile 35.* Häufigkeit der Tropentage ($\text{Max} \geq 35^\circ$).

Zeile 36.* Häufigkeit der strengen Frosttage ($\text{Min} \leq -10^\circ$).

Zeile 37.* Häufigkeit der schwülen Nächts ($\text{Min} \geq 20^\circ$).

Zeile 38.* Durchschnittliche Grenz-Termine dieser Tage.

den allgemeinen Verhältnissen Ungarns entspricht; die Jahreschwankung der Monatstemperaturen beträgt 21.6°C , im M. 22.0 , d. h. das Klima ist oben mäßiger, als unten. Die drei Wintermonate fallen unter den Gefrierpunkt, von Mai bis zum September übersteigen die Monatsmittel 10°C . Das Jahresmittel von 8.6°C wird von den Monatsmitteln des April bis Oktober überschritten, nur 5 Monatsmittel bleiben darunter.

Die 16. Zeile enthält den Temperaturunterschied zwischen S. und M., die 17. die auf 100 m bezogenen Temperaturstufen.

Diese Daten sind etwas höher als die theoretisch erwarteten und zwar aus dem Grunde, weil die Mittelwerte von M. städtisch warm sind. Die mit den Werten der Station bei den städtischen Wasserwerken berechneten Temperaturstufen (18. Zeile) liegen den theoretischen Werten näher, wir können aus beiden Stufen sogar berechnen, um wieviel die städtischen Mittel zu hoch sind. Im Jahresmittel ist M. um ca 0.3°C zu warm, im Winter sogar bis zu 0.5°C . (Mit Rücksicht darauf, daß der Verbau der Umgebung des M. in den letzten 20 Jahren einen gesteigerten Aufschwung nahm, ist es wahrscheinlich, daß Plus von 0.5°C des Winters heute bereits einem Überschuß von 1°C nahekommt.)

Die sommerlichen Monatstemperaturen des M. erheischen keine Korrektur wegen der lebhafteren Luftbewegung, Juni ist sogar etwas kälter, als zu erwarten war. Das Plus der Augusttemperatur ist aber unbedingt der Wärmeakkumulation des Häusermeeres zuzuschreiben.

Oktober und März sind an der S. — wahrscheinlich zufolge der lebhafteren Luftbewegung — kühler, als am M. Die Temperaturabnahme ist im Winter geringer, als im Sommer (Juni 0.67 , November 0.30), eine Folge der häufigen Inversionen im Winter. Die kräftige nächtliche Abkühlung ist in Niederungen und im Flachland häufiger,

oft von Nebel begleitet, so daß bei übrigens klarem Wetter der Sonnenschein nur in der Höhe zur Geltung kommt; am Berge kann es daher in diesem Fall wärmer sein, als im nebeligen Flachland. Diese Erscheinung pflegt bei antizyklonaler Wetterlage auftreten, wenn die absteigende Luftbewegung, heiteres Wetter sichert. Die Temperaturinversion kann Tage, ja 1—2 Wochen lang währen; diese Erscheinung ist ein charakteristischer Zug des Höhenklimas.

In den Temperaturdaten der S. finden sich zahlreiche Temperaturinversionen in Bezug zum M. Die Anzahl der Inversionen ist besonders in den Wintermonaten (Okt.—März) groß, am häufigsten kommen sie im März, Oktober und Dezember vor. Inversionen zeigen sich besonders in den Morgenstunden. Im Jahre gibt es nahe 30 Tage mit Inversionen, in den drei genannten Monaten 5—8; die Stärke der Inversionen kann 8° erreichen. So z. B. waren am 20—29. März alltäglich Inversionen; am 25. war der Temperaturunterschied 7.9° , am 26. 7.7° . Am 24. Dezember 1931 war die Temperatur im M. -8° , an der S. war sie um 4.6° wärmer. Mit Rücksicht darauf, daß der normale Temperaturunterschied etwa 2° wäre, können wir festlegen, daß es am 25. III. 1923 am Schwabenberg relativ um rund 10°C wärmer war, als im Tiefland. Ein Grund dieser Erscheinung ist — wie bereits erwähnt war — daß die nebelige, verschmutzte Stadtluft die Einstrahlung der Sonne behindert. Ein häufiger anderer Grund ist, besonders im Frühling, daß anziehende Warmluftmassen zuerst in den höheren Schichten zur Geltung kommen, und die untere schwere Luft erst nach längerer Zeit verdrängen können. Die Anzahl der Inversionstage wächst mit dem Städteverbau in der Umgebung des M., deren Wirkung noch unterstützt wird durch den reichlichen Verbrauch einheimischer, minderwertiger Kohlen in der Heiz-Saison. Bei Windstille kann man von den Höhen im Westen der Stadt die undurchdringliche, die Stadt ganz verdeckende, schmutzige Rauch- und Staubdecke oft beobachten.

Das Auftreten der Inversionen ist eine sehr günstige Eigenschaft des Gebirgsklimas, nicht nur vom Standpunkt der Erholung, sondern in unserem Falle auch vom Gesichtspunkt der astronomischen Beobachtung. Die Inversionsschicht verhindert nämlich als Sperrschicht das Aufsteigen der von der Stadt produzierten Staubmassen und anderer Verunreinigungen der Luft und läßt eine Sichtverschlechterung nicht aufkommen.

Die Monatsmittel der wärmsten und kältesten Monate der 18 Jahre finden wir in den Zeilen 20 und 21, ihre Schwankungen in Zeile 22. Der wärmste Monat war der Juli 1928 mit einer Mitteltemperatur von 22.5°C , der kälteste der Feber 1929 mit einem Durchschnittswert von -8.8°C ; die absolute Schwankung der Monatstemperatur also 31.3°C , die Schwankung der Jahrestemperatur aber 3.6°C . (Das

wärmste Jahr war 1934 mit 10.3° , das kälteste 1940 mit 6.7° Mitteltemperatur.)

Die Veränderlichkeit der einzelnen Monatsmittel ist am größten im Februar (12.7°), am kleinsten im Juli (4.5°).

Die absoluten Maxima und Minima sind in den Zeilen 23 und 24 angeführt. In den 18 Jahren war der wärmste Tag der 16. VII. 1928 mit dem Scheitelwert von 35.8° , der kälteste der 10. II. 1929 mit dem Tiefstpunkt von -25.0° ; die Schwankung war also 60.8° . In demselben Zeitraum war die Schwankung im M. 61.7° .

Das sind sehr große Werte, die für die große Kontinentalität unseres Klimas zeugen. Eine ähnlich große Kontinentalität ist außer in dem russischen Tieflande nur in der spanischen Hochfläche anzutreffen.

Absolut frostlos im Durchschnitt sind nur die drei Sommermonate. (Zeile 24.)

Die Mittelwerte der Maxima jedes Monates (mittleres Tagesmaximum) befindet sich in der 26., das mittlere Minimum in der 17. Zeile, nebenbei habe ich das Datum angeführt, an welchem im Durchschnitt der Extremwert eintrifft. Im Jänner z. B. beträgt das durchschnittliche Maximum 6.0° , das im Durchschnitt am 13. einzutreffen pflegt. Der kälteste Tag des Jäners hat ein durchschnittliches Minimum von -11.2° , durchschnittlich am 20. Der durchschnittlich wärmste Tag des Juli ist der 17-te, mit durchschnittlichen Maximum von 32° , der kälteste Tag des Dezembers der 19-te, mit einem durchschnittlichen Minimum von -13.5° .

Für den täglichen Gang der Temperatur sind die mittleren Differenzen der täglichen Maxima und Minima (mittlere tägliche Schwankung) bezeichnend diese mittleren Tagesextreme enthalten die Zeilen 28 und 29. Im Jahresdurchschnitt beträgt die Tagesschwankung vom Morgenminimum zum Nachmittagsmaximum 8.3° , am M. ist diese Differenz 9.3° , um 1° größer als am Berge. Die 30. Zeile enthält den Unterschied der Tagesamplitude zwischen M. und S. Es ist daraus ersichtlich, daß die Tagesamplitude unten in den warmen Monaten größer ist, als in der Höhe, im September um 3.0° , in den Wintermonaten aber zufolge der Inversionen oben größer als unten.

Die tägliche, monatliche, jährliche Schwankung der Temperatur ist also im Durchschnitt in der S. kleiner, als im M., das heißt, das Bergklima ähnelt in dieser Beziehung mehr dem Seeklima, als das Klima des M. Immerhin kann laut Zeugnis der Zeilen 26 und 27 die mittlere Jahresschwankung 44° , die Schwankung innerhalb des Monates 20° überschreiten.

Der klareren Einsicht in die Temperaturverhältnisse dienen die verschiedenen Häufigkeitswerte der Zeilen 31—37; Häufigkeiten der Winter-, Frost-, Sommer-, Hitze- und Tropen-, strengen Frost-Tage

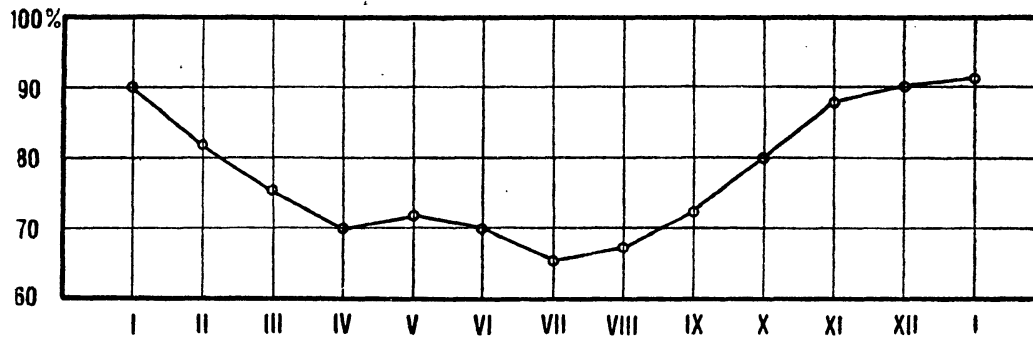


Abb. 8. Der jährliche Gang der Luftfeuchtigkeit.

($\text{Min} \leq -10^\circ$), so auch die der außergewöhnlich warmen Nächte (Minimum über 20°). Laut diesen Angaben kann Frost in einem Drittel des Jahres eintreten, und an einem Zehntel aller Tage die Temperatur unter dem Nullpunkt verharren (Wintertage). Die Anzahl der Sommertage ist $\frac{1}{10}$ aller Tage, Hitzetage sind im Jahre nur mehr 5, dagegen kann man in 10 Jahren nur auf 2 Tropentage (Maximum $> 35^\circ\text{C}$) rechnen. Warme Nächte gibt es nur einmal im Jahre. Die Zahl der strengen Frost-Tage ist ziemlich groß (12), sie können noch im März und schon im November eintreffen. In der 38. Zeile ist das Datum des ersten und letzten Eintreffens dieser Tage gegeben. In einzelnen Jahren können sich diese Termine um ± 2 Wochen verschieben.

Luftfeuchtigkeit. Zur Messung der Feuchtigkeit wurden das August'sche Psychrometer und das Haarhygrometer verwendet. Den Wasserdampfgehalt der Luft kann man mit dem Dampfdruck (mm Hg.) ausdrücken, der genähert auch den tatsächlichen (absoluten) Dampfgehalt (gr/m^3) angibt, andererseits mit der relativen (prozentuellen) Feuchtigkeit. Den Dampfdruck gibt die Zeile 39 an der Tabelle 3; wie aus den Daten ersichtlich, stimmt sein jährlicher Gang mit dem der

Tabelle 3.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
39.	3.4	3.4	4.3	5.7	8.7	10.0	11.5	10.9	9.4	7.2	5.5	3.5	7.0
40.	-0.3	-0.3	-0.3	-0.4	-0.6	-0.5	-0.1	-0.5	-0.3	-0.5	-0.6	-0.9	-0.4
41.	91	82	76	70	72	70	66	68	73	80	88	90	77
42.	10	5	5	4	7	5	3	3	2	3	7	7	5

Zeile 39.* 40.* 30 jährige Normalmittel des Dampfdruckes, mm Hg, und Unterschied der Normalwerte S-M.

Zeile 41.* 42.* 30 jährige Normalmittel der relativen Feuchte, % und Unterschied der Normalwerte S-M.

Temperatur überein. Das Minimum, ungefähr 3·4 mm Hg fällt auf den Jänner, das Maximum, 11·5 mm Hg auf den Juli; das Jahresmittel ist 7·0 mm Hg. Der niedrigeren Temperatur entsprechend ist der Dampfdruck an der S. niedriger als im M. und zwar um 0·4 mm Hg im Jahresdurchschnitt (Zeile 40). Die relative Feuchte ist im Jahresmittel 77%, sie schwankt um 25% zwischen 91% im Jänner und 66% im Juli (Zeile 41); im M. ist die relative Feuchte um etwa 5% geringer wegen der höheren Temperatur (Zeile 42). Das Minimum der Feuchte kann im Winter auf 1 mm Hg bzw. 15% herabsinken, das Maximum an schwülen Sommertagen auf 20 mm Hg ansteigen, bei 80% relativer Feuchte. In der kühlen Jahreszeit wird 100% relative Feuchte häufig erreicht, und kann lange Zeit anhalten.

Bewölkung, Sonnenscheindauer, Sonnenstrahlung. Die Schätzung der Größe der Bewölkung geschah nach der von 0 bis 10 reichenden

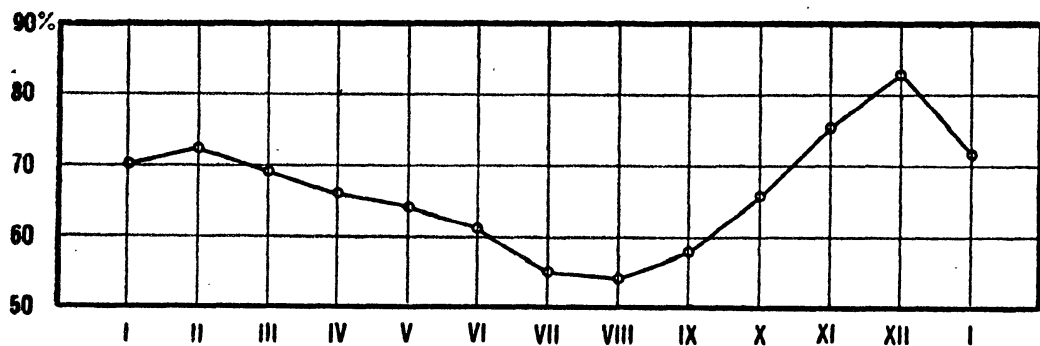


Abb. 9. Der jährliche Gang der Bewölkung.

Skale (0 heiter, 10 ganz bedeckt). Das 10-fache dieser Zahl gibt die Größe der Bewölkung in %-en der Himmelsdecke. Im Jahresmittel ist die Bewölkung 66%, um 8% größer als im M.; im Dezember ist sie am größten, (82%), im August am kleinsten (54%). (Tabelle 4.)

Der Überschuß der Bewölkung der S. gegen das M. beläuft sich im Mai auf 13%, im Jänner nur auf 1%; er ist die Folge des an den Hängen aufsteigenden Luftstromes. Die Wolkenbildung und der Niederschlag sind an der Windseite des Gebirges, (im Luv) größer, als an dem windabseitigen Hang (im Lee), wo der absteigende Luftstrom Sturzwinde und Föhn verursachen kann und trockeneres, heiteres Wetter bringt.

Den Rücken des Schwabenberges trifft der Südwest-Wind unter rechtem Winkel (im Winter der Nordwestwind), wobei natürlich die Hänge im Luv größere Bewölkung haben, als im Lee. Die typischen Stau-, bzw. Föhnbewölkung kann an solchen Tagen gut entwickelt sein, in der Rückenhöhe haften dann in der ganzen Länge des Rückens

Tabelle 4.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
43.	71	72	69	67	64	61	55	54	58	66	76	82	66
44.	+ 1	7	10	9	13	10	9	12	11	10	8	4	8
45.	16	12	12	11	9	7	5	6	6	14	17	19	134
46.	2	2	2	1	2	2	1	1	3	1	1	0	18
47.	8	10	11	9	10	12	15	12	14	11	7	7	126
48.	12	15	16	14	16	17	20	18	20	16	12	10	186
49.	14	9	6	4	1	1	1	1	3	6	10	16	72
50.	69	89	141	177	256	270	294	268	187	141	77	50	2019
51.	+ 11	+ 12	+ 9	- 4	- 8	- 4	- 1	- 4	- 3	+ 2	+ 6	+ 9	+ 25
52.	22	28	36	44	55	57	61	60	50	41	26	18	45
53.	78	154	242	373	405	527	529	412	314	145	83	56	276
54.	20	28	32	41	66	103	84	62	47	23	22	17	45
55.	34	22	15	13	19	24	18	18	17	18	36	43	23
56.	0.50	0.52	0.83	0.93	1.07	0.93	0.83	0.87	0.77	0.72	0.59	0.47	0.75
57.	1	4	17	16	19	22	19	19	17	16	0	- 1	14

Zeile 43.,* 44.* 30 jährige Normalmittel der Bewölkung, % und Unterschied der Normalwerte S.-M.

Zeile 45. Häufigkeit der Bewölkung von mehr als 80% (bedeckte Tage).

Zeile 46. Häufigkeit der Bewölkung von weniger als 20% (heitere Tage).

Zeile 47., 48. Häufigkeit der heiteren und der teilweise heiteren Nächte.

Zeile 49*—52.* Häufigkeit der Tage ohne Sonnenschein; 30 jährige Normalwerte der Sonnenscheindauer in Stunden, Unterschied der Normalwerte S.-M.; Sonnenscheindauer in Prozenten der möglichen Dauer.

Zeile 53—55. Tägliche Sonnenstrahlungssumme auf die horizontale Flächeneinheit (cm²) in grcal; Unterschied der Strahlungssummen S.-M., Unterschied S.-M. in Prozenten.

Zeile 56., 57. Strahlungsintensität der Sonnenstrahlung grcal/cm² min. und %-unterschied gegen die Intensität in M.

Cumuluswolken am Luvhang. Im Winter ist bei Nordostwind an dem der Stadt zugekehrten Hang starke Nebelbildung zu beobachten, die auf den Leehang nicht hinüberreicht. Mit Rücksicht darauf, daß im Frühjahr der Südwestwind an Häufigkeit zunimmt, ist die Zunahme der Bewölkung um 13% im Mai selbstverständlich.

Für die Bewölkungsverhältnisse ist auch die Anzahl der bedeckten Tage bezeichnend. (Als bedeckte Tage gelten jene mit einer durchschnittlicher Bewölkung von mehr als 8.0 Grad, als heitere mit weniger als 2.0 Grad.)

Die S. hat im Jahre 134 bedeckte Tage (das M. 111 Tage), heitere Tage nur 18 im Jahre, eben wegen der täglichen Wolkenbildung (das M. hat 57 heitere Tage). Vom astronomischen Gesichtspunkt sind die 134 bedeckten Tage ein Verlust, ungestörte Beobachtungen können nur an 231 Tagen durchgeführt werden. Mit Rücksicht darauf, daß den

Astronomen eine Nacht als Beobachtungsnacht nur dann gibt, wenn der Himmel mindestens 3 Stunden lang unbewölkt war, ist es wahrscheinlich, daß die Anzahl der zur Beobachtung geeigneten Tage noch geringer ist. Einen Beleg für diese Meinung liefern die eigenen Bewölkungsbeobachtungen und statistischen Ausweise der Sternwarte der 14 Jahre von 1927—1940. Nach diesen hat die Sternwarte 126 heitere Nächte (mit mehr als 3 Stunden Beobachtungszeit) und 186 teilweise heitere Nächte (mit weniger als 1 Stunde zur Beobachtung geeignete Zeit), was die Zeilen 47 und 48 bekräftigen. Zum Vergleich teile ich die Sonnenscheindauer und die Niederschlagsmenge einiger Orte mit, an denen jemals astronomische Beobachtungen angestellt waren oder auch jetzt noch im laufenden sind (siehe Abb. 1).

Das Klima der S. erweist sich also auch aus diesem Gesichtspunkt als günstig.

Mit Rücksicht darauf, daß der Abend und die Nächte im allgemeinen heiterer sind als bei Tage, müssen die oben angegebenen Anzahlen der Beobachtungsnächte ungünstiger sein als es der Wirklichkeit entspricht.

Die meisten heiteren Tage hat der August (3), aber auch die ersten drei Monate des Jahres sind von diesem Gesichtspunkt aus als günstige zu bezeichnen. Am bedecktesten ist der Dezember (Zeilen 45,46).

Das gleiche zeigen die Anzahlen der sonnenscheinlosen Tage, bestimmt aus den Registrierstreifen des Campbell-Stokes'schen Sonnenschein Recorders. Darnach gibt es im Jahre 72 solcher Tage, das M. hat aber schon 76 sonnenscheinlose Tage.

Die Sonnenscheindauer gibt Tafel III an (Seite 29.). S. hat im Jahre 2019 Stunden Sonnenschein (Zeile 50), um 25 Stunden mehr, als M. Den reichsten Sonnenschein hat der Juli (294 Stunden), den wenigsten der Dezember (50 Stunden). Die Summe des Sonnenscheines beträgt nahe 45% der möglichen Sonnenscheindauer (Zeile 52). Interessant gestalten sich die Zahlen der Zeile 51; in Wintermonaten hat der Berg um 10—10 Stunden mehr Sonnenschein, als M., hingegen die Sommermonate wegen der stärkeren Wolkenbildung am Berg um einige Stunden weniger.

Zum Studium der Sonnenstrahlung registriert seit Ende 1936 ein Robitzsch-Autograph die Intensität der Sonnenstrahlung. Die vierjährigen Registrierungen genügen bereits zur Ableitung von genäherten Vergleichsresultaten. (Die Bestimmung absoluter Strahlungsintensitäten ist vorderhand noch eine Aufgabe der Zukunft).

Auf das Quadratcentimeter der waagrechten Fläche fallen im Jahre rund 100.000 grcal., im M. nur 86.000. Die Tageseinnahme ist im Durchschnitt 276 grcal. Die Monatswerte der Strahlungssummen bringt Zeile 53.

Zeile 54 gibt den absoluten, Zeile 55 den perzentuellen Überschuß der Strahlung an der S. in Bezug zur Strahlung am M.; im Durchschnitt erhält S. täglich um 45 grcal/cm² mehr Energie, als M., der Unterschied beträgt also 23% !

Sehr interessant ist der jährliche Gang dieses Unterschiedes. Der Überschuß ist nämlich in den Wintermonaten größer als sonst, was von dem Plus an Sonnenscheindauer herkommen kann, wir finden aber auch im Juni ein sekundäres Maximum (24%). Am geringsten ist der Unterschied im April und September (13% bzw. 17%).

Ursache dieser Doppelwelle ist, daß die eingestrahlte Wärmemenge nicht nur von der Dauer, sondern auch von der Intensität der Einstrahlung abhängt; letztere ist im Sommer in der reinen Bergluft relativ und absolut größer. Dies erhellt aus folgendem. Wenn wir die eingestrahlte Wärmemenge durch die Dauer der Einstrahlung dividieren, erhalten wir im Quotienten ein Intensitätsmaß. Dividieren wir durch die Dauer in Minuten, so erhalten wir die Intensität der auf die Flächeneinheit auffallenden Strahlungsmenge in der konventionellen Einheit grcal/cm² min. im Tagesdurchschnitt (Zeile 56). Die Strahlungsintensität ist im Jahresmittel $\frac{3}{4}$ grcal/cm² min., sie schwankt um 0.6 Einheiten zwischen 0.47 im Dezember und 1.07 im Mai. Diese Zahlen sind ziemlich hoch, wenn wir bedenken, daß sie Tagesmittelwerte bedeuten, besonders aber wenn wir in Betracht nehmen, daß an der Grenze der Atmosphäre bei senkrechten Einfall das Quadratzentimeter in der Minute 1.94 grcal (die sogenannte Sonnenstrahlungskonstante) bekommt. Aus Schätzungen kann angenommen werden, daß die maximale Einstrahlung an der S. wohl 1.5 grcal/cm² min. erreichen kann, was die Registrierungen unterstützen.

In Zeile 57 finden wir um wie viel % die Strahlung am Berg intensiver ist, als unten. Im Jahresdurchschnitt beträgt der Unterschied 14%; auf das Plus von 23% der eingestrahkten Wärmemenge (Zeile 55) entfallen also 14% auf die Intensitätszunahme und 9% auf die Sonnenscheindauerzunahme am Berg in Bezug auf M.

Der Unterschied in der Sonnenscheindauer beträgt aber nur 2%, 7% müssen also auf die wegen der geringen Empfindlichkeit des Campbell-Stockes nicht registrierte, ausgefallene Sonnenscheindauer entfallen.

Es ist interessant, daß im Winter die Intensität der Strahlung oben und unten fast gleich ist, sie ist im Dezember unten sogar um 1% größer. Die Ursache dafür kann der Umstand sein, daß in der verunreinigten Luft der Stadt die zerstreute Strahlung größer ist, als in der reinen Bergluft, was schon von anderen Forschern konstatiert wurde.

Die Intensität der Strahlung ist im Mai am größten, wahrschein-

lich darum, weil im Frühling die oberen Luftschichten noch rein sind und frei von dem Einfluß der verunreinigten aufsteigenden Strömungen des Sommers, anderseits wegen der großen Häufigkeit der Einbrüche von Polarluft (Maifröste und Gewitter), die bekanntlich außergewöhnlich rein ist. Im Juni und Juli ist die Konvektion, die Verunreinigungen in die Höhe transportiert schon zur vollen Kraft entwickelt, die Strahlungsintensität vermindert sich daher. Im Herbst dagegen erlischt die Konvektion allmählich, die Strahlungsintensität wächst damit tatsächlich (August 0·87, Juli nur 0·83 Einheiten).

Auf Grund der Daten können wir das Strahlungsklima des

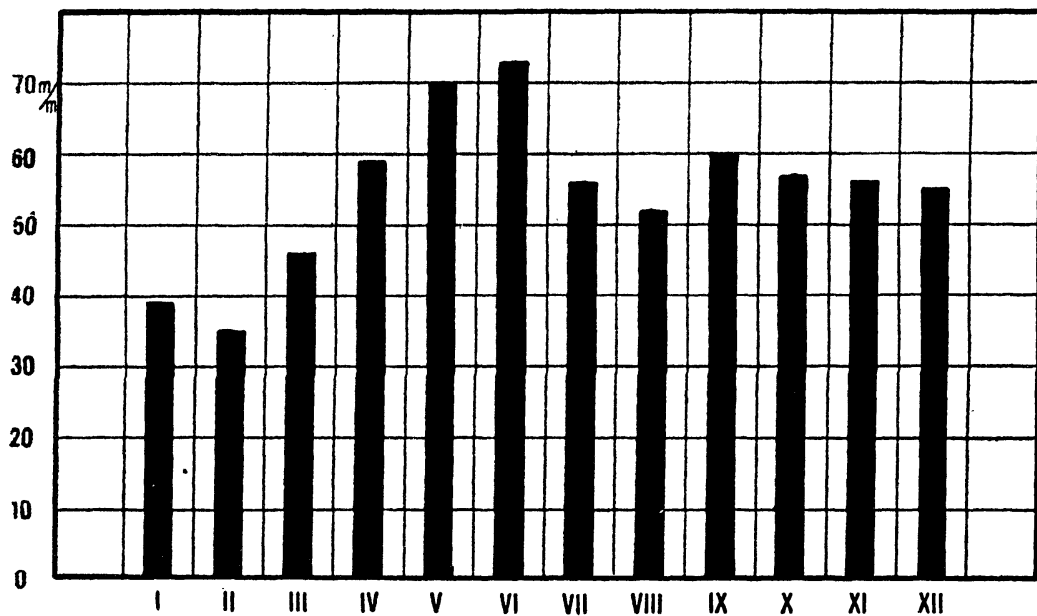


Abb. 10. Niederschlagssumme in den einzelnen Monaten.

Schwabenberges als günstig nennen, insofern dieses die schon günstigen Strahlungsverhältnisse des Großen Tieflandes sowohl in Bezug der Dauer, als in Bezug der Intensität der Einstrahlung übertreffen.

Niederschlag. Zum Messen des Niederschlages diente der Hellmann'sche Niederschlagsmesser von $\frac{1}{50}$ m² Auffangfläche, dessen Auffangfläche 1 m über dem Boden steht. Die Messung erfolgt um 7^h M. O. Z., die Tagessummen beziehen sich auf das 24 Stunden-Intervall von 7 bis 7 Uhr. Die heute gemessene Niederschlagsmenge wird dem gestrigen Tag zugeschrieben (Tafel IV, Seite 29.).

Nach den 30-jährigen Mittelwerten ist der regenreichste Monat der Juni mit 73 mm, der trockenste der Feber mit 35 mm Niederschlag

Tabelle 5.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
58.	39	35	46	59	70	73	56	52	60	57	56	55	658
59.	2	1	2	3	6	5	5	5	6	6	4	2	47
60.	61	128	145	101	195	232	94	128	77	172	171	89	960
61.	6	4	9	23	28	22	12	22	6	17	10	10	503
62.	17	38	26	30	83	75	37	57	36	51	38	17	83
63.	16	11	12	12	13	11	10	10	9	11	16	19	150
64.	9	7	8	7	8	9	8	7	8	9	10	10	100
65.	8	7	5	2	3/10	—	—	—	—	5/10	2	7	32
66.	1/30	1/10	4/10	2	6	6	5	4	2	1	3/10	2/30	27
67.	1/10	1/10	2/10	1	1	1	1/10	2/10	1/10	2/10	1/10	1/10	4
68.	10	6	3	2	1	1	2/10	1	2	6	11	14	57
69.	10	8	4	2	1	1	2/10	1	1	5	10	12	55

Zeile 58.*, 59*. 30 jährige Normalwerte der Niederschlagsmenge und ununterschied der Normalwerte S.-M.

Zeile 60—62. Feuchteste Monate, Trockenste Monate und 24 stündige Maxima des Niederschlages.

Zeile 63.* Häufigkeit der Niederschlagstage mit ≥ 0.1 mm.

Zeile 64.* Häufigkeit der Niederschlagstage mit ≥ 1.0 mm.

Zeile 65.* Häufigkeit der Schneetage mit mindestens 0.1 mm.

Zeile 66.*, 67.* Anzahl der Gewitter bzw. Hageltage auf Grund der vollständigeren Beobachtungen des M.

Zeile 68., 69. Anzahl der Tage mit Nebel an der S. und am M., ohne Rücksicht auf die Andauer des Nebels.

(Zeile 58). Das Herbstmaximum erscheint im September mit 60 mm. Die Jahressumme beträgt 658 mm.

S. hat in den Sommermonaten um 5—6 mm mehr Niederschlag als M., der Überschuß beläuft sich im Jahre auf 47 mm (Zeile 59). Im Winter ist der Unterschied zwischen oben und unten kaum bemerkbar.

Die nächsten Zeilen 60, 61 enthalten die Niederschlagsmengen der trockensten und regenreichsten Monate des Zeitraumes. Der niederschlagreichste Monat war der Juni 1924 mit 232 mm, der trockenste der Febr. 1938, in welchem nur 4 mm fielen. Das nasseste Jahr war das Jahr 1937 mit 960 mm, das trockenste 1928, in welchem nur 503 mm gefallen war. Die Schwankung der Jahresmenge ist überaus groß, 457 mm, 69% des Normalwertes. Im gleichen Zeitraum war die Schwankung im M. sogar 989—434 = 555 mm, 90% des Normalwertes!

Die Schwankungen der Monatswerte fallen zwischen 50—200 mm. Diese Zahlen liefern einen Beweis für die außerordentliche Unbeständigkeit und Launenhaftigkeit unseres Klimas.

Zeile 62 enthält die 24-stündigen Maxima des Niederschlages. Der heftigste Wolkenbruch erfolgte am 23. Mai 1937 nachmittags, als in

wenigen Stunden 83 mm Regen herabrauschte. Zur gleichen Zeit wurden in Budapest noch größere Mengen beobachtet, z. B. im M. 94 mm, in Budafok 102 mm! Eine Eigentümlichkeit des Bergklimas spiegelt sich in diesen Zahlen: obwohl die Niederschlagsmengen im allgemeinen im Gebirge größer sind, als unten, sind die Wolkenbrüche oben mäßiger, wahrscheinlich wegen der mäßigeren Erwärmung.

Interessant ist auch der Regen vom 23. Feber 1936, der ein Aufgleitregen war und den ganzen Tag hindurch 38 mm Regen produzierte.

Die Anzahl der Niederschlagstage mit meßbarem Niederschlag (≥ 0.1 mm) beträgt im Jahr 150, die der Tage mit Mengen von 1 mm und mehr 100. Im M. sind diese Zahlen 140 bzw. 91, also monatlich um einen Tag kleiner als oben.

Schnee-(Schneeregen)-Tage gibt in der S. im Jahre 32, der erste Schnee fällt durchschnittlich am 16. November, der letzte am 12. April, zwischen dem ersten und letzten Schneefall verstreichen also 148 Tage.

Die Anzahl der Gewittertage im Jahre ist 27, Hagel fällt durchschnittlich an 4 Tagen.

Verdunstung. Der Wild'sche Verdunstungsmesser funktioniert erst seit Mitte 1939 in dem meteorologischen Instrumentenpark der S.

Auf Grund dieser kurzen Beobachtungsreihe gibt Zeile 70 nur rohe Annäherungswerte. Jährlich verdunstet 438 mm Wasser, im M. 428 mm. Die Verdunstung ist am Berge trotz der minderen Temperatur größer als unten, weil oben der Luftdruck geringer und die Luftbewegung lebhafter ist.

Freie Wasserflächen verdunsten das 1.5-fache der vom Wild'schen Verdunstungsmesser gelieferten Verdunstungswerte; an der S. scheinen demnach Verdunstung und Niederschlag im Gleichgewicht zu stehen.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
70.	14	15	31	39	57	68	61	60	47	28	19	9	438

Zeile 70.* Verdunstungs-Höhen auf Grund der einjährigen Angaben des Wild'schen Verdunstungsmessers.

Schneedecke. Die durch 18 Jahre sorgfältig ausgeführten Schneedeckenmessungen genügen zur Charakterisierung der klimatischen Bedeutung der Schneedecke. Zeile 71 gibt die monatlichen mittleren maximalen Schneedeckentiefenwerte. Wie daraus ersichtlich, kann in jedem Jahre eine Schneedecke von 32 cm Mächtigkeit erwartet werden.

Die absoluten Maxima sind in Zeile 72 angeführt. Die mächtigste Schneedecke bedeckte am 16. Feber 1940 den Erdboden (72 cm), die geringste wurde beobachtet im Winter 1924/25 (7 cm).

Die Anzahl der Tage mit zusammenhängender Schneedecken von mehr als 1 cm Mächtigkeit gibt Zeile 73 an. Es gibt im Jahre 65 solcher

Tage, der erste fällt auf den 25. November (Fest der Katherine), der letzte auf den 18. März (Namensfest Alexanders). Im M. entsprechen diesen Grenzen der 28. Dezember (Verspätung 33 Tage) und der 25. Feber (Verfrühung 22 Tage). Der erste und letzte Schneefall während der 18 Jahre traf am 12. Oktober beziehungsweise am 12. April ein. Im April 1934 bedeckte den Boden 2 Tage hindurch eine Schneedecke von 14 cm ; im Jahre 1940 war der Boden 106 Tage hindurch mit Schnee bedeckt, wenn man die Tage mit «Schneeflecken» mitrechnet. Tage mit Schneedecken von mehr als 1 cm Mächtigkeit gab es im Winter 1939/40 90, hingegen im Winter 1926/27 nur deren 18 ; zählt man die Tage mit «Schneeflecken» auch mit, so erhöhen sich diese Zahlen auf 106 bzw. 23.

Die Schneeverhältnisse des Schwabenberges wären also auch vom Gesichtspunkt des Sportmannes im allgemeinen befriedigend, sind aber launenhaft unsicher.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
71.	20	19	11	(1)	—	—	—	—	—	(1)	7	17	32
72.	50 ₁₉₄₀	72 ₄₀	48 ₄₀	14 ₃₄	—	—	—	—	—	12	26	27	25
73.	22	16	8	1/10	—	—	—	—	—	2/10	3	16	65

Zeile 71, 72. Mittlere und absolute maximale Mächtigkeit (Tiefe) der Schneedecke (bei letzterer mit Angabe des Jahres).

« 73. Anzahl der Tage mit einer Schneedecke von mindestens 1 cm Dicke.

Windverhältnisse. Zur Beobachtung der Windrichtung und Stärke diente die Wild'sche Windfahne mit schwingender Drucktafel. Die Windrichtungen wurden nach 4 Haupt- und 4 Nebenhimmelsrichtungen geschätzt, die Stärke nach der Beaufort'schen Skale, und zwar zu den Terminen 7, 14, 21 Uhr.

Zeile 74 enthält die Verteilung der Windrichtungen nach Prozenten. Vorherrschend ist die Nordwestrichtung (NW) 20%, ihr folgen die Richtungen SW und SE mit 13 bzw. 12% ; ziemlich häufig sind die Windstillen, 15% aller Beobachtungen. Im M. ist auch NW die vorherrschende Richtung mit 25%, hier ist aber die Verteilung der übrigen Richtungen gleichmäßig, 5—8% je Richtung. Am seltensten ist oben die N-Richtung, unten die E-Richtung, beide haben die gleiche Häufigkeit von 5%. Mit den Jahreszeiten ändert sich die Windverteilung insofern, daß im Frühjahr und Herbst oben die SW-Richtung stärker in den Vordergrund tritt.

Die mittleren Windgeschwindigkeiten in Zeile 76 sind auf Grund der täglich dreimaligen Beobachtung der Windstärke in Beaufort auf m/sec umgerechnet nach der Differenzmethode mit Zuhilfenahme der

Tabelle 8.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Calm				
74.	5	9	10	12	8	13	8	20	15				
75	8	7	5	7	7	8	11	25	22				
	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
76.	3·16	3·94	3·52	3·46	3·38	3·24	3·29	3·34	3·15	3·36	3·19	3·00	3·34
77.	0·61	1·15	0·73	0·51	0·54	0·12	0·08	0·37	0·57	0·83	0·74	0·60	0·58
78.	3	2	1	1	1	2	2	1	1	1	1	2	18

Zeile 74., 75. Verteilung der Windrichtungen auf Grund der Beobachtungen der Wildschen Windfahne um 7^h, 14^h und 21^h.

Zeile 76., 77. Mittlere Windgeschwindigkeit in m/sec, und der Unterschied S=M.

Zeile 78. Anzahl der stürmischen Tage ($v \geq 15$ m/sec).

Daten des im M. registrierenden Anemographen mit Rücksicht darauf, daß erfahrungsgemäß in diesen Stufen $1 B^{\circ} = 2$ m/sec ist. Das Jahresmittel der Windgeschwindigkeit ist 3·34 m/sec, um 0·58 m/sec höher als im M. (Zeile 77).

Die Windgeschwindigkeit wächst im allgemeinen mit der Temperatur, ist aber auch im Frühling und Herbst ziemlich groß. Nach Zeile 77 ist die Geschwindigkeit des Windes am Berg um 1 m/sec größer als unten, das zweite Maximum der Differenz, 0·87 m/sec fällt auf den Oktober. Am schwächsten ist der Wind im Dezember, der Unterschied zwischen S. und M. am geringsten im Juli.

Die Anzahl der stürmischen Tage versuchte ich mit Zuhilfenahme der Anemographen des M. folgenderweise zu bestimmen.

Als stürmische Tage gelten jene, an welchen die Windgeschwindigkeit mindestens 15 m/sec erreichte und diese Geschwindigkeit mindestens 1 Minute lang bewahrte.

Mit Rücksicht darauf, daß am Berge die Windgeschwindigkeit angenähert um 1 m/sec größer ist als im M. (Zeile 77), zählte ich die Tage, an denen die Geschwindigkeit im M. 14 m/sec erreicht, und bezeichnete diese als stürmische Tage am Berge. Auf solcherweise ergaben sich 18—20 stürmische Tage für den Berg, im M. 20 bis jährlich 16 stürmische Tage. Die meisten stürmischen Tage hat der Jänner, die wenigsten der November.

Dieses Verfahren kann wegen der komplizierten Windverhältnisse der Gebirgslandschaft kaum als ein genaues bezeichnet werden, darf aber zur Orientierung genügen. Die Registrierungen des Anemographen an der S. konnten bisher leider noch nicht bearbeitet werden und standen nicht zur Verfügung. Wir mußten uns also begnügen, auf die Terminbeobachtungen gestützt die Geschwindigkeitsverhältnisse auf oben beschriebenen Wegen zu beleuchten.

Die lebhaftere Luftbewegung an der S. wirkt fördernd auf die Reinheit der Bergluft durch horizontalen Austausch, was auch vom Standpunkt der astronomischen Beobachtungen als günstig bezeichnet werden muß. Andererseits darf nicht verschwiegen werden, daß damit die Luft auch optisch unruhiger wird wegen der Strömung von Luftmassen von verschiedenem Brechungsvermögen.

4. ZUSAMMENFASSUNG.

Aus den 18-jährigen Beobachtungen (1923—1940) konnten die Klimaverhältnisse des 200×200 m großen Parkes der S. abgeleitet werden. Die Bearbeitung stützte sich auf die Terminbeobachtungen 7^h, 14^h, 21^h, aus welchen mittlere Tages-, Monats- und Jahreswerte berechnet wurden und für die meisten Elemente auch die 30-jährigen Normalwerte (1901—1930) ableitbar waren. (Die Bearbeitung der Streifen der Registrierinstrumente konnte bisher nicht erfolgen.)

Auf Grund der abgeleiteten Mittelwerte kann das Klima des Schwabenberges folgendermaßen charakterisiert werden: In den Hauptzügen schließt sich dieses Klima an die allgemeinen Verhältnisse des Ungarischen Beckens an, weist aber wegen der Höhenlage verschieden bezeichnende Merkmale auf. (In der Köppen'schen Bezeichnung könnte man es mit der Chiffer D b f x z definieren.) Die tiefste Monats-temperatur liegt unter -2° C° (D); der wärmste Monat erreicht das Monatsmittel von $+22.0^{\circ}$ C° nicht, aber vier Monatstemperaturen überschreiten 10° C° (b); der Niederschlag ist in allen Monaten genügend (f); das Maximum des Niederschlages fällt auf den Sommeranfang (x); im Herbst tritt ein sekundäres Niederschlagsmaximum auf (z). Im Vergleich zum tiefer gelegenen M. erweist sich das Klima des S. als minder kontinental, hauptsächlich in der Verminderung der Temperaturkontraste. Die Niederschlagssumme ist größer, als in der Niederung, die Heftigkeit der Wolkenbrüche aber geringer, als in der Stadt. Kennzeichnende und günstige Unterschiede ergeben sich auch im Strahlungsklima insofern als oben, hauptsächlich in den Wintermonaten sowohl die Sonnenscheindauer als auch die Strahlungsintensität diejenigen des M. übertreffen. Die mit diesen zusammenhängende größere Reinheit der Bergluft ist vom Standpunkt der astrophysikalischen Beobachtung auch günstig; die um ein ganz geringes größere Bewölkung, die sich meist nur auf die Stunden bei Tageslicht beschränkt, vermindert die Beobachtungsmöglichkeit nicht fühlbar. Die Windverhältnisse sind in dieser Beziehung auch günstig.

Tabelle I. Luftdruck mm 1923—1940.

Hb = 472.70 m

(b + g = + 0.07 + 0.09 = + 0.16 ~ 0.2)

	Jan.	Febr.	März.	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1923	21.1	16.0	20.1	16.7	20.8	20.2	22.5	21.3	23.2	19.3	17.8	17.2	19.7
1924	21.9	15.6	18.0	16.9	20.7	19.6	19.7	19.4	21.1	23.7	24.5	26.1	20.6
1925	29.7	19.8	18.6	18.0	17.8	18.3	19.4	19.5	21.0	21.1	17.8	18.2	19.9
1926	21.1	21.2	19.5	19.5	17.1	17.4	18.8	22.6	23.7	19.5	20.9	20.4	20.1
1927	19.9	22.9	18.2	17.6	20.7	20.5	19.0	20.4	19.6	22.7	22.0	19.5	20.3
1928	23.5	23.8	21.2	16.7	16.4	20.8	23.1	21.0	22.6	22.3	17.4	20.4	20.8
1929	23.1	20.8	24.4	17.3	19.0	20.7	21.8	21.3	23.8	19.6	21.1	21.6	21.2
1930	22.4	21.8	17.6	14.5	18.7	21.2	17.9	21.1	20.9	19.5	19.8	20.8	19.7
1931	17.6	17.3	17.8	17.6	19.4	21.4	19.0	18.5	19.8	22.1	23.5	23.5	19.8
1932	28.7	22.7	19.9	15.8	17.9	19.8	18.8	22.9	21.7	17.8	24.5	27.5	21.5
1933	23.7	18.3	21.7	19.5	17.3	16.1	21.6	21.2	21.9	20.3	18.6	20.4	20.1
1934	25.2	24.0	15.5	18.2	21.1	19.3	18.5	19.1	22.8	22.1	22.1	19.4	20.6
1935	20.4	14.8	22.2	16.3	20.1	22.1	21.2	20.7	21.8	18.9	22.0	15.1	19.6
1936	16.5	13.9	18.7	16.4	17.8	19.7	19.9	22.2	22.0	19.4	21.8	25.6	19.5
1937	22.4	14.7	14.0	16.6	21.9	21.0	19.9	19.0	20.5	23.0	19.3	17.1	19.1
1938	18.6	24.5	23.9	19.2	19.1	22.3	20.9	18.6	23.0	21.2	23.4	20.1	21.2
1939	17.3	23.5	15.8	19.3	16.5	19.7	20.8	21.4	21.1	17.6	21.8	20.1	19.6
1940	20.2	19.3	18.3	19.2	17.5	19.0	20.0	22.0	21.6	20.7	19.7	21.1	19.9
18 jähr. Mittel	721.85	19.72	19.19	17.52	18.88	19.95	20.15	20.68	21.63	20.60	21.00	20.78	20.18
Abweich. Δ_{30}	+ 0.15	- 0.87	+ 0.52	- 0.24	- 1.05	+ 0.05	- 0.08	- 0.09	- 0.45	- 1.16	+ 0.38	+ 0.84	- 0.15

Tabelle II. Lufttemperatur C° 1923—1940.

	Jan.	Febr.	März.	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1923	- 0.8	- 0.9	5.4	7.8	15.3	13.9	20.1	18.8	15.5	11.9	4.9	- 1.3	9.2
1924	- 5.3	- 3.4	2.2	7.1	16.5	17.4	18.4	16.4	16.1	9.5	1.4	- 1.2	7.9
1925	- 1.2	3.9	2.7	10.1	15.6	15.3	19.1	18.1	12.8	9.8	3.6	- 2.7	8.9
1926	- 1.9	2.7	3.0	10.9	13.1	15.1	18.0	16.4	15.5	10.3	9.5	- 0.5	9.3
1927	- 0.1	- 1.8	6.9	8.5	13.1	19.2	20.1	19.6	15.6	9.3	4.1	- 5.2	9.1
1928	- 1.7	- 0.5	2.1	9.8	10.9	16.2	22.5	20.2	15.7	9.4	5.8	- 1.6	9.1
1929	- 5.7	- 8.8	0.4	5.0	15.3	16.3	19.7	21.3	15.7	11.4	4.9	1.0	8.0
1930	- 1.8	- 0.9	5.6	10.1	13.0	19.6	19.2	17.9	15.7	9.3	6.2	- 1.2	9.4
1931	- 1.7	- 0.5	- 0.4	6.5	17.1	19.4	21.0	17.6	10.3	8.3	2.5	- 2.1	8.2
1932	- 3.5	- 5.3	- 1.2	9.0	14.6	16.0	21.1	20.3	18.9	10.4	3.0	- 1.6	8.5
1933	- 4.8	- 0.5	5.0	6.5	12.8	14.8	19.9	18.8	14.0	9.3	3.4	- 5.7	7.8
1934	- 2.9	- 0.2	7.7	12.4	16.7	16.7	19.7	19.5	16.5	9.5	5.1	2.7	10.3
1935	- 4.1	- 1.5	2.6	8.8	12.7	19.8	19.5	18.0	14.8	12.0	2.7	0.0	8.8
1936	2.3	- 0.4	6.6	9.0	15.0	17.0	21.3	17.1	13.9	5.0	3.0	- 0.9	9.1
1937	- 4.6	- 0.4	5.1	7.8	17.1	18.6	19.1	18.5	15.9	10.0	3.0	- 0.9	9.1
1938	- 2.3	0.4	7.2	5.9	12.5	19.1	19.6	18.4	13.8	10.4	5.4	- 2.0	9.0
1939	0.5	1.0	0.9	12.2	13.0	18.2	20.4	20.0	14.9	7.7	3.4	- 1.8	9.2
1940	- 8.4	- 6.6	0.1	9.0	11.9	16.6	18.4	15.4	14.2	8.8	6.1	- 5.2	6.7
18 jähr. Mittel	- 2.7	- 1.3	3.4	8.7	14.2	17.2	19.9	18.5	15.0	9.6	4.3	- 1.7	8.8
Abweichung Δ_{30}	- 0.2	+ 0.1	- 0.5	0.0	+ 0.1	+ 0.3	+ 0.8	+ 0.1	+ 0.7	+ 0.5	+ 0.9	- 1.4	+ 0.2

Tabelle III. Sonnenscheindauer (Stunden) 1930—1940.

	Jan.	Febr.	März.	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1930.....	54	149	165	187	264	380	325	300	199	137	116	31	2303
1931.....	76	54	152	241	332	347	364	239	141	182	98	113	2339
1932.....	59	140	132	188	280	313	353	319	248	141	97	25	2295
1933.....	15	84	169	190	234	263	353	314	236	129	73	44	2104
1934.....	68	150	149	189	314	262	326	261	230	160	113	9	2231
1935.....	68	105	172	197	291	350	323	239	243	162	112	40	2302
1936.....	73	73	149	168	218	306	354	282	205	83	71	81	2063
1937.....	99	70	79	124	287	297	297	231	200	171	48	62	1965
1938.....	89	157	191	187	240	347	318	229	199	135	92	29	2213
1939.....	67	132	122	261	174	319	367	257	240	64	39	71	2113
1940.....	91	126	142	192	170	183	309	249	177	114	71	82	1906
11 jähr. Mittel ..	69	113	147	193	255	306	335	265	211	134	85	53	2166
Abweichung $\Delta 30$	0	+ 24	+ 6	+ 16	- 1	+ 36	+ 41	- 3	+ 24	- 7	+ 8	+ 3	+ 147

Tabelle IV. Niederschlag mm, 1923—1940.

	Jan.	Febr.	März.	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1923.....	54	55	48	49	29	53	15	22	28	96	147	49	645
1924.....	31	36	72	94	82	232	54	107	23	19	12	10	772
1925.....	6	50	65	38	82	77	89	88	62	26	104	43	730
1926.....	29	17	48	27	51	202	78	67	22	107	31	43	722
1927.....	37	25	40	69	28	51	51	128	73	30	33	44	609
1928.....	38	22	16	44	80	59	25	22	75	17	64	41	503
1929.....	61	33	13	75	84	95	13	93	27	74	63	23	654
1930.....	33	84	48	101	54	49	45	46	62	166	45	89	822
1931.....	47	63	42	71	59	22	12	111	59	44	71	15	616
1932.....	30	11	40	64	148	52	68	76	6	64	10	23	592
1933.....	24	29	45	23	122	106	50	57	23	106	130	36	751
1934.....	10	24	14	35	53	115	59	34	77	51	81	53	606
1935.....	24	76	46	71	49	35	17	105	36	57	52	81	649
1936.....	55	128	36	53	127	66	94	35	74	115	28	22	833
1937.....	36	31	145	69	125	50	81	96	51	27	171	78	960
1938.....	45	4	9	33	135	61	77	123	18	71	26	54	656
1939.....	26	9	88	23	195	74	27	42	70	172	101	32	859
1940.....	42	50	18	40	118	146	91	108	63	113	49	22	860
18 jähr. Mittel ..	34	42	46	54	90	86	53	76	47	75	67	42	712
Abweichung $\Delta 30$	- 5	+ 7	0	- 5	+ 20	+ 13	- 3	+ 24	- 13	+ 18	+ 11	- 13	+ 54

Budapest, 1941 Oktober.

Kiadja a Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet.

Stephaneum nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi-u. 28. Felelős: ifj. Kohl Ferenc.

A SVÁBHEGYI
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN DER
STERNWARTE
BUDAPEST-SVÁBHEGY

Nr. 13.

K. LASSOVSKY

PHOTOMETRISCHE BEOBACHTUNG
DER PALLAS

BUDAPEST

1941

A PALLAS FOTOMETRIAI MEGFIGYELÉSE.

(Összefoglalás.)

A Pallas kisbolygó fényváltozásának tanulmányozására és esetleges tengelyforgásának a megállapítására összesen 680 felvételt készült a kisbolygóról a 16 cm-es asztrográffal. A felvételek öt éjjelen, 1936 június 13 és 22 között készültek, mikor a bolygó fotometriai megfigyelés szempontjából igen kedvező magasságban volt az égen és csekély helyváltozása következtében a megfigyelés egész ideje alatt a választott összehasonlító csillagok között maradt. A rövid időtartamra korlátozott megfigyelések alatt a bolygó fázisszöge oly keveset ($0^{\circ}5$) változott, hogy az ebből eredő fényességkorrekció mindenesetre sokkal kisebb, semhogy esetleges bizonytalan értékével annyira meghamisítaná az észlelésekből megállapított fénygörbét, hogy ez utóbbiból a bolygó tényleges fényességváltozása ne volna megállapítható. A fényességek levezetésénél tekintetbe kellett venni a látmezőkorrekciót is, mely a használt műszernél igen tekintélyesnek bizonyult (l. 1. ábra), továbbá természetesen a Pallas távolságát a Földtől és a Naptól, melynek változása okozza a látszó fényesség legnagyobb változását.

Az összes tekintetbejövő korrekció figyelembevételével kapott abszolút fényességértékek ötös közepeit a 3. táblázat (9. lap) adja s az ezekből nyert fénygörbét a 3. ábra (8. lap) szemlélteti. A fénygörbéből látható, hogy az első napokon végzett megfigyelések alatt a Pallas fényessége alig változott. Nagyobb fényességváltozás csak június 18-án és még nagyobb (0^m4) az utolsó megfigyelési napon mutatkozott. Mindezeknek a fényváltozásoknak a magyarázatát a rendelkezésre álló anyagból azonban nem lehet megadni. Erre és ebből a Pallas esetleges tengelyforgásának a kimutatására még további megfigyelésekre volna szükség.

Kiadja a Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet.
Stephaneum nyomda Budapest. Felelős : ifj. Kohl Ferenc.

PHOTOMETRISCHE BEOBACHTUNG DER PALLAS

Die bisherigen Beobachtungen. Die photometrischen Helligkeitsmessungen der kleinen Planeten sind nicht ohne Schwierigkeiten. Mehrere systematische Korrekturen sind hier zu berücksichtigen, die von der gegenseitigen Lage der Sonne, der Erde und des Planeten abhängen. Die Helligkeitsänderung, die die verschiedene Entfernung des Planeten von der Erde und von der Sonne verursacht, ist noch leicht zu bestimmen, unsicherer ist aber die Berücksichtigung des Einflusses des Phasenwinkels. Weitere Schwierigkeiten bringt die schnelle Ortsveränderung des kleinen Planeten am Himmel, infolgedessen entfernt sich der Planet zu Ungunsten der Genauigkeit des Messens mit der Zeit weit von den Vergleichsternen, oder wird es eben unmöglich dauernd dieselben Vergleichsterne zu verwenden.

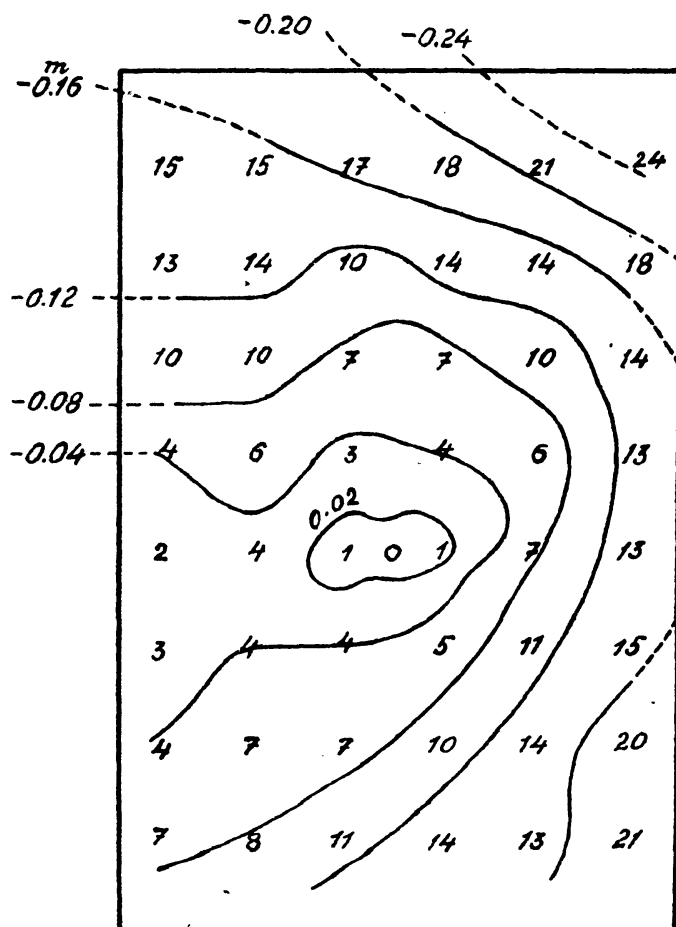
Diese Umständlichkeiten verursachten vielleicht, daß unsere Kenntnisse über die Lichtveränderung der kleinen Planeten — mit Ausnahme von Eros — ziemlich ungenügend sind. Das gilt auch von der Pallas, obwohl man schon lange her geahnt hat, daß dieser Planetoid kleine Lichtänderungen zeigt. Schon am 23. April 1802, also kurz nach seiner Entdeckung, schreibt *Olbers*¹ an *Gauß* über Pallas: «Indessen scheint mir ihre Lichtstärke, wie man auch an der Ceres bemerkt hat, öfteren eigenthümlichen kleinen Veränderungen unterworfen zu sein, die von ihrer Gestalt oder Atmosphäre herühren mögen». Dann verging beinahe ein Jahrhundert, bis an der Pallas und an den übrigen Planetoiden in Betracht kommende Beobachtungen ausgeführt wurden. Es konnte auch keine Rede von der Festsetzung der wirklichen Lichtveränderung der Planetoiden sein, bis der Einfluß des Phasenwinkels nicht bekannt war. In dieser Hinsicht sind von großer Bedeutung die in den Jahren 1881—1886 ausgeführten Beobachtungsreihen von *Müller*², aus denen sich ergab, daß bei den meisten Asteroiden, so auch bei der Pallas, die Helligkeitswerte (in Größenklassen) den entsprechenden Phasenänderungen proportional sind. Das wurde auch von anderen Beobachtern bestätigt. Der Phasenkoeffizient, d. h. die Helligkeitsänderung für je 1° Phasenwinkel ist bei den einzelnen Planetoiden nicht derselbe, nach *Müller* im Durchschnitt 0.^m03. Für die Pallas hat er 0.^m042. *Parkhurst* 0.^m033, *Recht*³ 0.^m038 erhalten.

¹ AN 157. 157. 1901.

² AN 114. 177. 1886 und *Müller*, Photometrie der Gestirne. p. 375. 1898.

³ AJ 44. 25. 1934.

Die bisherigen beobachtungen haben, auch den Einfluß des Phasenwinkels nicht außer Betracht gelassen, noch keinen entscheidenden Beweis für die wirkliche Lichtveränderung der Pallas geliefert. Im Jahre 1913 hat *Wendell*¹ in drei Nächten insgesamt 21 Helligkeitsbestimmungen an der Pallas mit dem 15'' Refraktor der Harvard Sternwarte ausgeführt. Die Lichtänderung blieb unter 0^m.1



1. Abb. Die Verteilung der Gesichtsfeldkorrektur.

und kann auch als Beobachtungsfehler betrachtet werden. Auch die in Jahren 1915 und 1917 von *Raymund*² in 9 Nächten erhaltenen 113 photographischen Helligkeitswerten sind nicht von entscheidendem Beweis. Auch einige von *Calder*³ mit photoelektrischem Photometer erhaltene Helligkeiten sind ungenügend für die Entscheidung der Frage, noch weniger für die Bestimmung der Periode der etwaigen Achsendrehung des Planeten, das eine Hauptaufgabe dieser Untersuchungen ist.

Die Beobachtungen an der Sternwarte zu Budapest-Svábhely wurden zwischen 1936 Juni 13 und 22 in fünf Nächten ausgeführt. In dieser Zeit hatte die Pallas hohe Deklination (23°) und

war so für photometrische Beobachtung in günstigster Höhe am Himmel. Zur selben Zeit wurde der Planetoid stationär und so war seine Ortsveränderung am Himmel verhältnismäßig gering, so daß er während der Dauer der Beobachtung zwischen den ausgewählten Vergleichssterne blieb. Deshalb wurden die Beobachtungen auf so kurze Zeitdauer beschränkt. Außerdem konnte man erwarten, daß in dieser kurzen Zeit auch der Phasenwinkel sich so wenig ändert, daß die daraus herrührende sonst

¹ HA 69. 200. 1913.

² HC 269. 1924.

³ HB 904. 11. 1936.

ziemlich unsichere Helligkeitskorrektur, besser gesagt ihre Änderung auf das Minimum herabgedrückt oder eventuell vernachlässigt werden kann. Sollte der Planet schnelle Helligkeitsschwankungen zeigen, so muß sich dies aus den im ganzen zwar nur auf einige Tage beschränkten, aber sehr zahlreichen Beobachtungen herausstellen.

Die Beobachtungen wurden mit dem 16 cm Zeiss-Astrographen (1:14, $f = 220$ cm) der Sternwarte ausgeführt. Der Astrograph ist auf den als Leitfernrohr dienenden 19 cm Cook-Refraktor montiert. Es stellte sich heraus, daß der Astrograph einen bedeutenden und nicht vernachlässigbaren Gesichtsfeldfehler hat. Dies wurde noch vorher eingehend geprüft.¹ Für afokale Aufnahmen hat sich das Instrument ungeeignet erwiesen. Bei fokalen Aufnahmen erhaltene Sternbilder sind nur in der Mitte der Platte punktförmig. Von der Mitte sich entfernend streuen sich die Bilder über immer stärker sich ausbreitende schweifartige Flächen. (Über eine gewisse Entfernung wurde der Schweif so breit, daß die Öffnung des größten Diaphragmas des bei der Plattenmessung verwandten Rosenbergschen Mikrophotometers nicht genügte. Über diese Entfernung kann das Messen nicht ausgeführt werden.) Von der Mitte sich entfernend streuen sich die Sternbilder in so großem Maße, daß trotz der gleichzeitigen Verringerung der Schwärzungsdichte die Sternbilder von dem auf die Mikrophotometerzelle fallenden Lichte mehr zurückhalten; im ganzen genommen die Schwärzung wächst gegen die Ränder der Platte. Aus der Untersuchung stellte sich heraus, daß die Gesichtsfeldkorrektur — in Größenklassen ausgedrückt — unabhängig von dem Grade der Schwärzung,² also von der Zeitdauer der Exposition und der Helligkeit des Sternes ist, sondern nur von der Lage des Sternbildes auf der Platte abhängt. Aus teilweise von den Sternen der Coma Berenices, teilweise

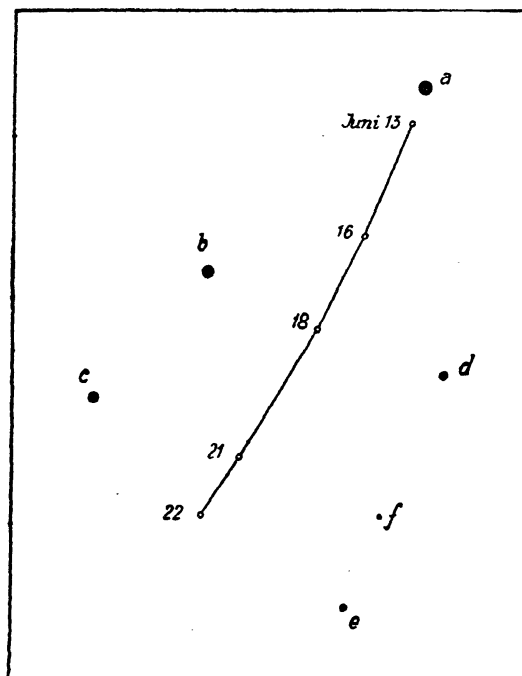


Abb. 2. Der Weg des Pallas zwischen den Vergleichsternen.

¹ Csillagászati Lapok. 1940. 103.

² Es gilt eventuell nur zwischen den Grenzen der hier untersuchten maximalen und minimalen Schwärzungen.

der Pleiaden erhaltenen Aufnahmen wurde die Gesichtsfeldkorrektur für insgesamt 48 Orte auf der Platte bestimmt. Die so erhaltene Verteilung der Gesichtsfeldkorrektur in originaler Größe veranschaulicht die hier mitgeteilte Abbildung. Wie ersichtlich, wächst die Korrektur ziemlich schnell gegen den Rand zu, und zwar in verschiedenen Richtungen in abweichendem Maße.

Wie erwähnt, wurden die Beobachtungen der Pallas in fünf Nächten ausgeführt. Allnächtlich wurden auf drei Platten Aufnahmen erhalten, auf jeder Platte mit Verschiebung der Kasette rund 50, mit Ausnahme der ersten Nacht, wo wegen der störenden Wolken auf drei Platten nur insgesamt 60 Aufnahmen erhalten wurden. Die Gesamtzahl der Aufnahmen ist 680. Bei der Bearbeitung wurden von diesen nur 10 ausgeschlossen. Die Expositionszeit betrug 1 Minute, außer der ersten Nacht, wo die Dauer der Belichtung 30 Sec. betrug.

Die benützte Plattensorte war Eastman 40.

Die Vergleichsterne. Die Bestimmung der Helligkeiten der in der Tab. 1. mitgeteilten sechs Vergleichsterne geschah auf zwei Platten durch Polübertragung (Pol, Pallas, Pallas, Pol) mit Berücksichtigung der Extinktion. Die Exposition der Aufnahmen war 1 Minute. Abbildung 2. zeigt den Weg der Pallas zwischen den Vergleichsternen während den Beobachtungen.

Tabelle 1.

*	BD	α 1936.5	δ 1936.5	Gr 1	Gr 2	Mittel
a	+ 24°2641	13 ^h 45 ^m	+ 23°7	8 ^m 71	8 ^m 69	8 ^m 70
b	23 2620	48	23°3	9·25	9·27	9·26
c	23 2623	49	23°1	·45	·46	·46
d	23 2615	45	23°1	·48	·57	·52
e	23 2618	46	22°6	·84	·64	·74
f	23 2616	46	22°8	10·13	10·02	10·06

Die Auswertung der Beobachtungen. Die Platten wurden am Rosenbergschen Elektromikrophotometer ausgemessen.

Aus den mit der Gesichtsfeldkorrektur verbesserten Helligkeiten der Vergleichsterne wurden die einzelnen Helligkeitswerte von Pallas graphisch bestimmt. Diese Auswertung hat überwiegend Herr T. Haeffner durchgeführt, für dessen gefällige Mühe ich auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

Die so erhaltenen Helligkeiten beziehen sich auf den Ort der Platte, wo Pallas sich eben befand. Das heißt es bleibt noch die Berücksichtigung der Gesichtsfeldkorrektur, die auf den verschiedenen Platten zwischen 0^m00 und 0^m12 schwankte, manchmal also ziemlich groß war. Auf je einer Platte wurde die Korrektur infolge der kleinen

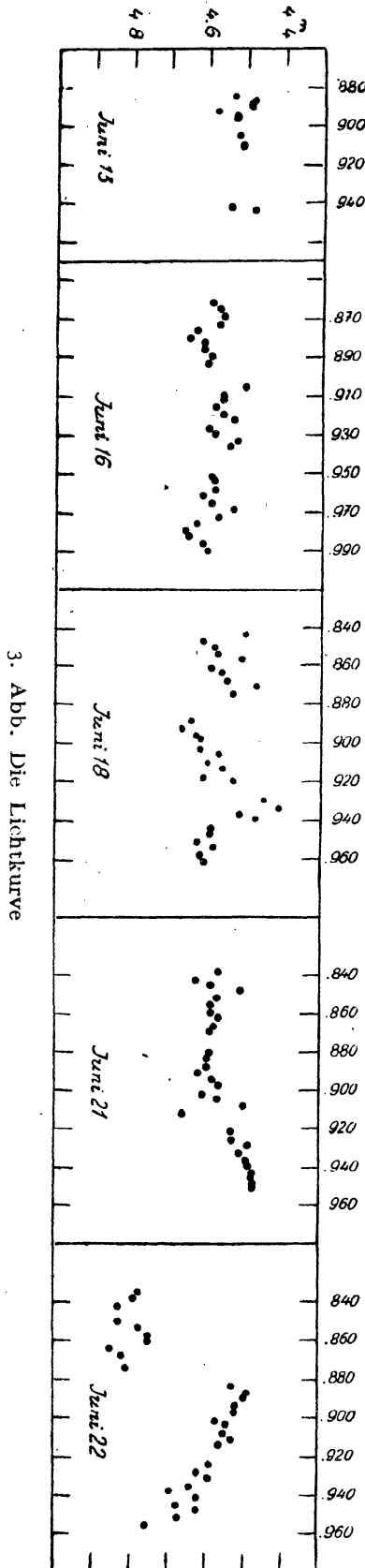
Ortsveränderung des Planeten gleich groß genommen. Die so erhaltenen Werte sind die scheinbaren Helligkeiten der Pallas. Diese teile ich hier nicht alle mit, sondern nur die aus aufeinander folgenden fünf Beobachtungswerten erhaltenen Mittelwerte (die dritte Kolonne der Tabelle 3).

Um die wirkliche Helligkeitsänderung der Pallas zu untersuchen, sind noch verschiedene Korrekturen zu berücksichtigen, die sich aus der räumlichen Lage des Planeten ergeben. Die langsame Änderung dieser Korrekturen aufgenommen, wurden sie nur auf die mittlere Expositionszeit der einzelnen Platten berechnet. Die erste Kolonne der Tab. 2. stellt diese Zeiten dar, die folgenden Kolonnen die Entfernungen des Planeten von der Sonne (r) und von der Erde (Δ), und die Entfernungen der Erde von der Sonne (R). Die Größen von r und Δ habe ich durch Interpolation aus den Daten erhalten, die Herr Prof. Stracke für sieben Tage des Monats Juni 1936 liebenswürdigerweise zu meiner Verfügung stellte, weshalb ich ihm auch an dieser Stelle meinen besten Dank ausspreche. Die Werte R wurden dem Berliner Jahrbuch entnommen.

Tabelle 2.

1936 Juni	log r	log Δ	log R	$5(\log r + \log \Delta)$				$m' + g \alpha$ Σ
				$0^{\circ}0058 \Delta$	m'	α	$g \cdot \alpha$	
13.90	0.4372	0.3496	0.0068	0.013	3.934	20.6	0.783	4.717
.92	2	7	8	3	4	6	3	8
.96	2	8	8	3	5	6	3	9
16.88	.4383	.3571	.0069	.013	3.977	20.8	.790	.767
.93	3	2	9	3	8	8	0	8
.98	3	3	9	3	8	8	0	8
18.87	.4391	.3622	.0070	.013	4.006	21.0	.798	.804
.92	1	3	0	3	7	0	8	5
.96	1	4	1	3	8	0	8	6
21.87	.4403	.3698	.0071	.014	4.050	21.1	.802	.852
.91	3	9	1	4	1	1	2	3
.95	3	9	1	4	1	1	2	3
22.87	.4406	.3722	.0071	.014	4.064	21.1	0.802	4.866
.92	6	3	1	4	4	1	2	6
.95	6	4	1	4	5	1	2	7

Vor allem darf man nicht außer Acht lassen, daß die Beobachtungszeit der Helligkeit der Pallas nicht identisch mit der wirklichen Zeit ihrer Helligkeit ist, weil das Licht Zeit braucht um zur Erde zu gelangen. Wenn die Entfernung des Planeten immer dieselbe wäre, müßte man dies nicht in Betracht nehmen. Mit Rücksicht auf die Entfernungsänderung ist es am zweckmäßigsten die Helligkeiten in



3. Abb. Die Lichtkurve

wirklicher Zeit zu geben. Das Licht legt die Entfernung der astronomischen Einheit in 8.308 Minuten zurück, aus der beobachteten

Zeit soll man also $\frac{8.308}{1440} \Delta = 0.0058 \Delta$ sub-

strahieren. Diese Korrekturen sind in der 5. Kolonne der Tab. 2. gegeben. Während der Beobachtungen war die Änderung dieser Korrektur vernachlässigbar klein, doch wurden die Korrekturen berücksichtigt um die hier mitgeteilten Beobachtungen mit eventuell später ausgeführten anderen Beobachtungen schneller vergleichen zu können.

Die größte Helligkeitsänderung, die ein Planetoid zeigt, rührt aus der großen Schwankung der Entfernung vor der Sonne und Erde her. Um die wirkliche Helligkeitsänderung des Planetoiden zu untersuchen, muß man seine absolute Helligkeit bestimmen, das heißt die, welche er dann zeigt, wenn er von der Sonne und von der Erde in Entfernung der astronomischen Einheit wäre. Die hier anzuwendende und von der beobachteten Helligkeit zu subtrahierende Korrektur beträgt $5 (\log r + \log \Delta)$. Diese Korrekturen sind in der 6. Kolonne der Tabelle 2. gegeben.

Endlich bleibt noch die Eliminierung des von dem Phasenwinkel herrührenden Einflusses übrig. Für die Größe des Phasenwinkels ergibt sich aus den gegenseitigen Entfernungen der drei Himmelskörper folgende Formel:

$$\sin \frac{1}{2} \alpha = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(R + \Delta - r)(R + r - \Delta)}{r \Delta}}.$$

Die so erhaltenen Werte für α sind in der 7. Kolonne der Tab. 2. gegeben. Für 1° Phasenwinkel eine Größenänderung von $g = 0.038$ — das Mittel der von Müller (0.042), Parkhurst (0.033) und Recht (0.038) erhaltenen Werte — angenommen, erhält man die

in der 8. Kolonne mitgeteilten Werte, vorausgesetzt, daß die Helligkeit sich linear mit dem Phasenwinkel ändert. Wenn auch diese Gesetzmäßigkeit in der Wirklichkeit nicht streng besteht und wenn auch die auf dieser Basis berechneten absoluten Helligkeiten eventuell nicht genau sind, ist von dem Gesichtspunkte der gegenwärtigen Untersuchung nicht von besonderer Wichtigkeit. Während der Beobachtung hat sich nämlich der Phasenwinkel bloß um $0^{\circ}.5$ geändert, das höchstens eine Helligkeitsänderung von $0^{\text{m}}.02$ mit sich bringt. Dieser Wert ist allerdings viel niedriger, als daß selbst wegen seiner eventuellen Unsicherheit die wirkliche Helligkeitsänderung des Planeten — wenn solche überhaupt existiert — nicht fest zu stellen wäre.

Die Lichtkurve. Subtrahiert man die Werte der letzten Kolonne in Tab. 2. von der auf den Platten erhaltenen, also scheinbaren Helligkeitswerten, so erhalten wir die absoluten Helligkeiten des Planeten. Alle diese Werte teile ich hier nicht mit, nur die aus fünf nacheinander folgenden Beobachtungen erhaltenen Mittel (Tabelle 3), aus denen die hier mitgeteilte Lichtkurve entstand.

Tabelle 3.

Platten Nr.	WZ 1936 Juni	Scheinb. Gr.	Abs. Gr.	Platten Nr.	WZ 1936 Juni	Scheinb. Gr.	Abs. Gr.	Platten Nr.	WZ 1936 Juni	Scheinb. Gr.	Abs. Gr.
1	13 ^d .884	9 ^m .25	4 ^m .53	5	16 ^d .905	9 ^m .27	4 ^m .50	7	18 ^d .850	9 ^m .38	4 ^m .58
	.886	.20	.48		.909	.33	.56		.854	.37	.57
	.888	.21	.49		.912	.33	.56		.857	.31	.51
	.890	.21	.49		.915	.35	.58		.861	.39	.59
	.892	.30	.58		.919	.33	.56		.864	.36	.56
	.894	.25	.53		.922	.30	.53		.868	.35	.55
	.895	.25	.53		.926	.37	.60		.871	.27	.47
					.929	.35	.58		.875	.33	.53
2	.905	.24	.52		.933	.29	.52	8	.889	.44	.64
	.910	.23	.51		.936	.31	.54		.893	.47	.67
				6	.951	.36	.59		.896	.43	.63
3	.942	.26	.54		.954	.35	.58		.899	.42	.62
	.943	.20	.48		.958	.35	.58		.903	.42	.62
					.961	.38	.61		.906	.37	.57
4	16.861	.36	.59		.965	.36	.59		.910	.40	.60
	.864	.34	.57		.968	.30	.53		.913	.36	.56
	.868	.33	.56		.972	.34	.57		.917	.41	.61
	.872	.34	.57		.975	.40	.63		.920	.33	.53
	.875	.40	.63		.979	.43	.66	9	.930	.26	.45
	.879	.42	.65		.982	.42	.65		.934	.22	.41
	.882	.38	.61		.986	.38	.61		.937	.32	.51
	.886	.38	.61		.990	.37	.60		.940	.28	.47
	.889	.36	.59	7	18.843	.30	.50		.944	.40	.59
	.893	.37	.60		.847	.41	.61				

10 K. LASOVSKY: PHOTOMETR. BEOBACHTUNG DER PALLAS

Platten Nr.	WZ 1936 Juni	Scheinb. Gr.	Abs. Gr.	Platten Nr.	WZ 1936 Juni	Scheinb. Gr.	Abs. Gr.	Platten Nr.	WZ 1936 Juni	Scheinb. Gr.	Abs. Gr.
9	18 ^d 947	9 ^m 40	4 ^m 59	11	21 ^d 904	9 ^m 42	4 ^m 57	13	22 ^d 872	9 ^m 68	4 ^m 81
	·951	·44	·63		·908	·35	·50				
	·954	·39	·58		·911	·51	·66	14	·883	·40	·53
	·958	·43	·62						·887	·36	·49
	·961	·42	·61	12	·922	·38	·53		·890	·37	·50
					·926	·38	·53		·894	·39	·52
10	21 ^d 838	·42	·57		·929	·34	·49		·897	·39	·52
	·842	·51	·63		·933	·36	·51		·902	·44	·57
	·445	·44	·59		·936	·35	·50		·904	·41	·54
	·848	·36	·51		·939	·34	·49		·908	·42	·55
	·852	·42	·57		·943	·33	·48		·911	·40	·53
	·855	·44	·59		·946	·33	·48		·914	·43	·56
	·859	·44	·59		·950	·33	·48				
	·862	·42	·57		·951	·33	·48	15	·924	·46	·59
	·866	·43	·58						·928	·49	·62
	·869	·44	·59	13	22 ^d 835	·64	·77		·931	·45	·58
					·838	·66	·79		·935	·51	·64
11	·880	·44	·59		·842	·70	·83		·938	·56	·69
	·883	·45	·60		·850	·70	·83		·942	·49	·62
	·887	·45	·60		·853	·64	·77		·945	·54	·67
	·890	·47	·62		·857	·62	·75		·948	·49	·62
	·894	·43	·58		·860	·62	·75		·952	·54	·67
	·897	·42	·57		·864	·72	·85		·955	·63	·76
	·902	·46	·61		·868	·69	·82				

Aus der Lichtkurve ist sichtlich, daß die Helligkeit der Pallas während der ersten Tage, besser gesagt während der an diesen Tagen ausgeführten Beobachtungen sich kaum änderte. Es macht sich bloß eine schwache Fluktuation zwischen Helligkeiten 4^m50 und 4^m60 bemerkbar. Eine größere Helligkeitsänderung (4^m67—4^m41) zeigte sich nur am 18. Juni, noch größere (0^m4) an dem letzten Tage. In Anbetracht der vielen systematischen Korrekturen, die man bei den photometrischen Beobachtungen eines kleinen Planeten berücksichtigen muß, sowie der bei dem im vorliegenden Falle benutzten Instrument auftretenden großen Gesichtsfeldkorrektur, kann man die Genauigkeit der Beobachtungen nach der für die ersten vier Tage erhaltenen Lichtkurve als befriedigend betrachten, wenigstens genügend dazu, um die am letzten Tage beobachtete größere Helligkeitsschwächung als reell betrachten zu können. Eine Erklärung dieser Helligkeitsänderung ist aber aus dem zur Verfügung stehenden Material nicht zu erhalten. Es wären noch weitere Beobachtungen nötig um das zu klären und damit einen genügenden Beweis für die etwaige Achsendrehung der Pallas zu erhalten.

Budapest-Svábhegy, 1941. Dezember.

A SVÁBHEGYI
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN DER
STERNWARTE
BUDAPEST-SVÁBHEGY

Nr. 14.

L. TERKÁN †

DIE POLHÖHE DER STERNWARTE

BUDAPEST

1941

A CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET SARKMAGASSÁGA.

(Összefoglalás.)

Az intézet 1921-ben elsőnek emelt épületében, a meridiánházban, 1922-ben kezdődtek az első észlelések (időmeghatározások) a Háromszögeli Hivataltól kölcsönkapott Heyde-féle átmeneti műszerrel. A következő évben megindultak a sarkmagasságmérések is, Horrebow-Talcott módszerrel, mégpedig először a Boss-katalógus, majd a Berliner Astronomisches Jahrbuch fundamentális katalógusa alapján. Az itt közölt megfigyelések 1925 és 1928 között történtek és a megfigyelt 1021 csillagpár égi koordinátái a Berliner Astr. Jahrb.-nak fundamentális katalógusa alapján lettek kiszámítva. Az egyes napokra kapott sarkmagasság-értékeket az 1. táblázat tünteti fel. A 2. táblázat a pólusingadozás görbéjének az adatait tartalmazza.

Középértékül az átmeneti műszer pillérjének sarkmagasságára

$\varphi_0 = 47^\circ 29' 58''.627 \pm 0''.015$
adódott.

DIE GEOGRAPHISCHE BREITE DES STERNWARTE.

Das Meridianhaus, in welchem die hier mitgeteilten Beobachtungen stattfanden, wurde als das erste Gebäude der Sternwarte im Jahre 1921 errichtet. Die Dimensionen des alleinstehenden, unterkellerten Meridianhauses betragen 4.5×5.5 m bei einer inneren Höhe von 3.5 m. Das Dach kann mit einer Vorrichtung auf Schienen auseinandergeschoben werden; der Meridianspalt ist 1 m breit.

Der aus Beton errichtete Beobachtungspfeiler steht auf einer, im Kellerraum gemauerten Grundlage von 160×160 cm und hat eine Höhe von 406 cm. Der über den Fußboden ragende Teil des Pfeilers hat einen Querschnitt von 60×100 cm, die Deckplatte, auf der das Instrument steht, ist aus Kunstmarmor.

Die ersten Beobachtungen (Zeitbestimmungen) wurden im Jahre 1922 in dem Meridianhaus angestellt. Im Jahre 1923 stellten wir ein Programm zur Bestimmung der Polhöhe des Meridianpfeilers und zur Beobachtung der Schwankungen der Polhöhe nach der Methode von Horrebow-Talcott auf.

Den ersten Plan habe ich nach dem «Preliminary General Catalogue» von Boss aufgestellt und die Beobachtungen nach demselben durchgeführt. Im Jahre 1923 wurden einige Beobachtungen auch von K. Lassovszky angestellt (Tabelle 4).

Im Jahre 1924 haben wir auch die frühere Zentralstelle für Breitendienst ersucht, uns ein zur längeren Beobachtung der Polhöhen-schwankungen geeignetes Programm nach den ihr zur Verfügung stehenden, fundamentalen Sternverzeichnissen, bezogen auf das System des Berliner Astronomischen Jahrbuchs, zusammenzustellen. Unser Ersuchen wurde bereitwilligst erfüllt. Die hier mitgeteilten Resultate beziehen sich auf die nach diesem Plan zwischen 1925 und 1928 ausgeführten Beobachtungen.

Auf unser Ansuchen hat uns die kön. ung. Landesvermessung ein Durchgangsinstrument, eine Pendeluhr und ein Chronometer zur Verfügung gestellt.

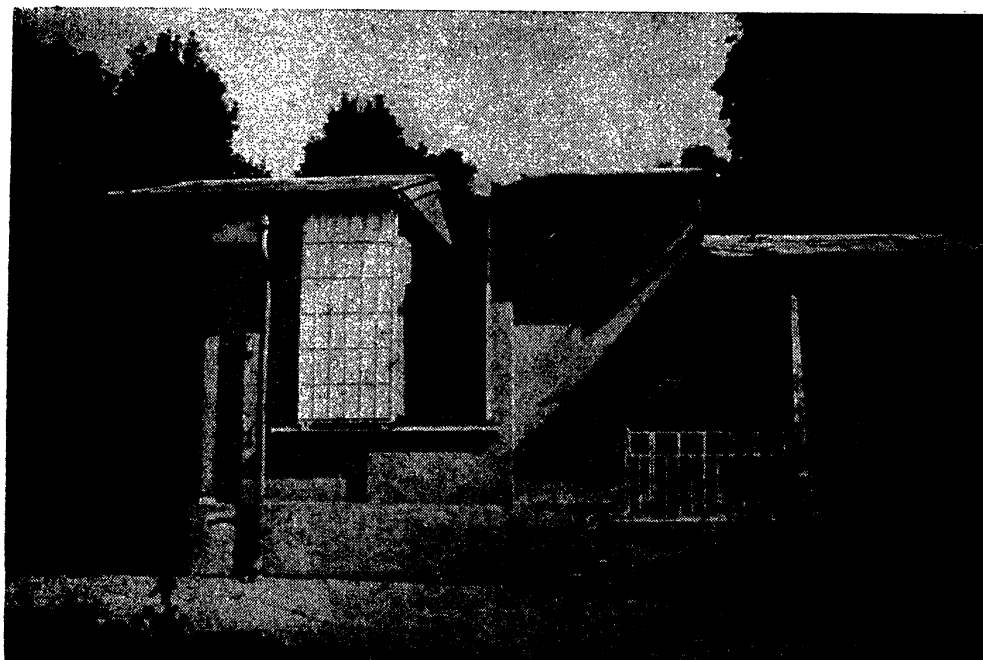
Das Durchgangsinstrument No 33 von Gustav Heyde, Dresden hat ein gebrochenes Fernrohr, die Objektivöffnung ist 70 mm, die Brennweite 900 mm. Das um 90° verdrehbare Okularmikrometer besitzt drei bewegliche Fäden, einen einfachen und einen Doppelfaden.

Der Umdrehungswert der Mikrometerschraube beträgt

$$\tau^R = 57''.053.$$

Zum Instrument gehören : ein Hängenniveau mit einer Empfindlichkeit $\tau^p = 1''.00$ und zwei Horrebow-Libellen. Die Libellen sind durchgeteilt, die eine ist schwarz, die andere rot beziffert ; sie wurden mit einem Niveauprüfer von Ertel und Sohn geprüft. Auf der rot bezifferten Libelle ist $\tau^p = 1''.168$, auf der anderen (schwarzen) $\tau^p = 1''.247$.

Die Grundfläche des mit einem Döllenschen Unterteil versehenen, 183 kg schweren Instrumentes ist 86×49 cm groß.



(Photo Z. Poronyi.)

Das Meridianhaus.

Die Beleuchtung des Gesichtsfeldes geschieht durch die Achse, die Lichtstärke kann mittels einer Irisblende reguliert werden.

Die Vergrößerung kann mit zwei orthoskopischen Okularen auf $60 \times$ und $90 \times$ eingestellt werden.

Die bei den Beobachtungen verwendete Pendeluhr, No 604, wurde von V. Hoser in Budapest hergestellt ; sie hat ein Riefler'sches Invarpendel mit doppelten Pendelkontakt. Das Boxchronometer No 443 ist ein Fabrikat von Nardin.

Die Beobachtungen wurden vom 17. August 1925 bis zum 25. Februar 1928 durchgeführt. Es wurden insgesamt 1021 Sternpaare beobachtet, deren scheinbare Sternörter aus dem Berliner Astronomischen Jahrbuche entnommen wurden.

Tabelle I.

Datum	φ beob. 47°29'	n	Datum	φ beob. 47°29'	n	Datum	φ beob. 47°29'	n	Datum	φ beob. 47°29'	n
1925			Aug. 9	58°60	13	Febr. 12	58°63	6	Aug. 2	58°72	8
Aug. 17	58°80	8	10	58.38	7	13	58.50	4	7	58.67	8
18	58.59	2	11	58.64	2	18	58.58	3	11	58.58	8
23	58.96	2	13	58.62	7	19	58.47	3	13	58.63	7
Sept. 13	58.67	6	14	58.80	8	22	58.65	6	17	58.05	3
20	58.90	5	17	58.86	4	März 4	58.74	5	18	58.76	4
22	58.51	3	18	58.38	7	5	58.59	4	20	58.66	7
23	58.66	3	23	58.48	4	9	58.53	5	21	58.66	6
24	58.87	6	24	58.99	4	11	58.83	7	22	58.60	4
Okt. 5	58.81	7	25	58.77	7	12	58.80	6	23	58.79	5
7	58.81	6	27	58.64	6	17	58.58	10	25	58.59	5
9	59.17	6	30	58.78	1	18	58.57	9	28	58.61	5
10	58.87	7	31	58.74	8	19	58.73	4	29	58.84	4
22	58.86	4	Sept. 1	58.54	9	20	58.46	7	Sept. 3	58.60	7
25	58.83	6	2	58.62	4	22	58.50	7	7	58.78	7
26	58.81	6	3	58.59	6	25	58.49	7	11	58.67	8
1926			5	58.68	8	26	58.57	7	13	58.75	7
Jan. 11	58.86	5	7	58.44	6	April 5	58.12	2	21	58.73	2
März 3	58.45	2	11	58.49	9	13	58.52	9	22	58.44	1
7	58.55	2	Okt. 1	58.67	8	17	58.38	5	24	58.52	5
11	58.50	2	2	58.78	5	18	58.43	7	25	58.58	6
14	58.33	2	4	58.63	7	22	58.51	7	Okt. 6	58.65	7
17	58.35	3	5	58.75	2	29	58.69	9	7	58.72	7
24	58.34	6	6	58.80	4	Mai 3	58.65	7	9	58.96	2
April 7	58.65	2	13	58.36	8	8	58.59	11	10	58.71	2
9	58.45	2	15	58.30	5	11	58.44	11	11	58.73	7
11	58.38	2	16	58.41	5	13	58.41	4	20	58.72	7
12	58.49	7	18	58.63	6	21	58.47	5	21	58.63	1
13	58.64	4	25	58.52	6	25	58.33	3	25	58.87	1
14	58.61	6	Nov. 2	58.29	4	26	57.92	2	30	58.70	2
18	58.55	5	11	58.84	4	27	58.47	5	Nov. 15	58.77	2
26	58.51	3	13	58.45	6	30	58.41	9	16	58.83	3
29	58.86	4	15	58.85	7	Juni 1	58.30	3	24	58.78	7
30	58.34	7	16	58.81	2	7	58.97	1	25	58.81	2
Mai 2	58.42	5	20	58.93	5	9	58.62	3	26	58.94	4
8	58.90	3	21	58.72	1	17	58.65	7	Dez. 2	59.01	6
11	58.00	4	23	58.81	6	21	58.59	3	5	58.70	2
12	58.31	7	Dez. 8	58.69	4	24	58.64	6	19	58.69	6
13	58.21	7	9	58.73	5	26	58.43	8	21	59.07	6
24	58.44	2	13	58.70	3	28	58.40	7	31	58.33	3
26	58.35	2	22	58.61	5	29	58.58	1	1928		
30	58.11	3	29	58.95	1	Juli 2	58.60	1	Jan. 3	59.02	1
31	58.23	3	1927			6	58.75	3	10	59.01	2
Juni 17	58.39	3	Jan. 2	58.86	3	9	58.59	2	11	58.92	2
Juli 2	57.95	2	3	58.55	1	12	58.51	4	12	58.64	7
7	58.78	4	5	58.48	8	19	58.68	6	13	58.61	6
13	58.43	5	6	58.07	2	20	58.45	3	17	58.72	5
18	58.72	7	7	57.76	1	21	58.74	6	23	59.01	3
19	58.56	6	Febr. 2	58.60	4	22	58.59	5	Febr. 2	58.41	6
23	58.84	4	3	58.86	2	24	58.57	7	7	58.56	5
24	58.64	9	4	58.68	6	31	58.74	8	21	58.68	3
Aug. 2	58.68	2	11	58.57	5	Aug. 1	58.78	8	25	58.27	2
4	58.52	7									

Die Tabelle 1 enthält den täglichen Mittelwert der Beobachtungen und die Anzahl der beobachteten Sternpaare.

Die Tabelle 2 enthält die Angaben (Normalörter) für die Kurve der Polhöenschwankungen der Sternwarte Budapest-Svábhely mit der momentanen Polhöhe φ der Sternwarte und der mittleren Polhöhe φ_0 .

$\varphi - \varphi_0$ ist entnommen aus: H. Kimura, Provisional Result of the Work of the International Latitude Service 1924—1928. Japanese Journal of Astronomy and Geophysics 3, 2 and Proceedings of the Imperial Academy 3, 2, 5; 4, 3; 5, 5.

Tabelle 2.

Datum	φ 47°29'	"	$\varphi - \varphi_0$	φ_0 47°29'	Datum	φ 47°29'	"	$\varphi - \varphi_0$	φ_0 47°29'	Datum	φ 47°29'	"	$\varphi - \varphi_0$	φ_0 47°29'
1925.68	58''73	30	+0''03	58''70	1926.77	58''48	30	+0''01	58''47	1927.46	58''58	30	+0''01	58''57
.77	.90	30	+0.06	.84	.82	.49	30	+0.01	.48	.52	.55	30	+0.03	.52
.94	.75	30	+0.02	.73	.89	.79	30	-0.01	.80	.57	.69	30	+0.04	.65
1926.26	.48	30	-0.11	.59	1927.01	.57	31	-0.01	.58	.60	.64	30	+0.04	.60
.32	.54	30	-0.13	.67	.11	.61	30	+0.00	.61	.63	.63	30	+0.05	.58
.46	.43	60	-0.10	.53	.17	.74	30	-0.00	.74	.66	.67	30	+0.05	.62
.58	.60	30	-0.04	.64	.21	.56	30	-0.01	.57	.72	.61	30	+0.04	.57
.61	.63	30	-0.03	.66	.24	.48	30	-0.01	.49	.77	.76	30	+0.03	.73
.64	.66	30	-0.03	.69	.30	.54	30	-0.02	.56	.87	.79	30	+0.02	.77
.67	.60	30	-0.02	.62	.35	.54	30	-0.01	.55	.96	.85	30	+0.03	.88
.71	.60	30	-0.01	.61	.39	.40	30	-0.01	.41	1928.08	.62	30	-0.06	.68

Als Mittelwert ergibt sich aus den obigen Werten:

$$\varphi_0 = 47^\circ 29' 58''.627 \pm 0''.015$$

nach dem System der Deklinationen des Berliner Astronomischen Jahrbuches.

Der mittlere Fehler einer Beobachtung von $\varphi_0 = \pm 0''.102$.

In der Tabelle 3 findet man den mittleren Fehler einer Beobachtung für die Sterngruppen des Beobachtungsplanes.

Die Tabelle 4 enthält die in der Zeit vom 20. September bis 2. November 1923 von Dr. K. Lassovszky ausgeführten Beobachtungen. Die Deklinationen wurden aus dem «Preliminary General Catalogue» von Boss berechnet.

Tabelle 3.

Gruppe	m. F.
Δa	eines φ
I (0h— 2h)	$\pm 0''.23$
II (2 — 4)	± 0.15
III (4 — 7)	± 0.22
IV (7 — 9)	± 0.24
V (9 — 12)	± 0.21
VI (12 — 14)	± 0.21
VII (14 — 17)	± 0.21
VIII (17 — 19)	± 0.27
IX (19 — 21)	± 0.30
X (21 — 24)	± 0.27
Mittel :	$\pm 0''.22$

Tabelle 4.

Beobachtungen von <i>K. Lassowszky.</i>		
1923	φ beob.	n
Sept. 20	$47^{\circ}29'58''.45$	5
27	58.40	9
Okt. 12	58.80	6
18	58.23	6
27	58.98	10
30	58.81	14
Nov. 2	58.82	8
Mittel : 1923 Okt. 18.		
$\varphi = 47^{\circ}29'58''.68$ (58).		

Budapest, 1935 Mai.

A SVÁBHEGYI
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN DER
STERNWARTE
BUDAPEST-SVÁBHEGY

Nr. 15.

A. KLIPP

DIE GEOGRAPHISCHE LÄNGE DER STERNWARTE

BUDAPEST

1941

A CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET FÖLDRAJZI HOSSZÚSÁGA.

(Összefoglalás.)

Ez a dolgozat azokat a megfigyeléseket ismerteti, melyeket Klipp Alajos, a Háromszögeli Hivatal műszaki főtanácsosa és Poronyi Zoltán, a Háromszögeli Hivatal mérnöke 1939 június 26-tól július 13-ig végeztek a Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet földrajzi hosszúságának a meghatározására.

Az észlelések a meridiánház műszerpillérén történtek.

Munkaórának az órapincében állandó nyomás alatt álló, 534. sz. Riefler-féle ingaórát használtuk, amely a meridiánházban álló Hoser-féle ingaórát szinkronizálta.

Az ötcsöves, sávszűrős, Abaházi-féle rádióvevőkészülékkel minden este regisztráltuk az időjeleket.

Az észlelések az intézet Bamberg-Askania Werke gyártmányú, személytelen mikrométerrel ellátott átmeneti műszerével történtek. A csillagoknak két körfekvésben észlelt átmeneteit egy írókronográf regisztrálta.

A hajlást az 1''00 érzékenységgű függőlibellával mértük, az azimutot alsó és felső kulminációban észlelt póluscsillagokból számítottuk. Az észlelt átmeneteket a kontaktusszélesség, a csavar holtmenete és a napi aberratio miatt megjavítottuk.

A csillagok rektascenziói és a felvett időjelek javításai az Auwers-féle FK3-ra vonatkoznak.

A végleges összeállításnál a csillagátmenetekből számított 10 időmeghatározás és a 30 időjelfelvétel összehasonlításából a földrajzi hosszúságra 30 értéket kaptunk. A számításban figyelembe vettük a rádióhullámok terjedési sebességéből és a pólusingadozásból eredő javításokat is.

Középértékül az átmeneti műszer pillérjének földrajzi hosszúsága

$$\lambda = 1^{\text{h}}15^{\text{m}}51^{\text{s}}.407 \pm 0^{\text{s}}.004$$

adódott.

DIE GEOGRAPHISCHE LÄNGE DER STERNWARTE.

Einleitung. Die geographische Länge der Sternwarte Budapest-Svábhegy wurde von der kön. ung. Landesvermessung im Jahre 1939 bestimmt. Die Beobachtungen geschahen in der Zeit vom 26. Juni bis 13. Juli 1939 durch den techn. Oberrat A. Klipp und Dipl. Ing. Z. Poronyi.

Die Berechnungen wurden im kön. ung. Triangulierungsamt im Winter 1939/40 von A. Klipp und Dipl. Ing. B. Schmidt ausgeführt.

Die Landeszentrale der geographischen Längen für Ungarn ist der Instrumentenpfeiler der Sternwarte.

Beobachtungsstation. Die Sternwarte liegt auf dem sogenannten Schwabenberg im Walde der Hauptstadt Budapest in einer Höhe von 474 m über den adriatischen Meeresspiegel.

Die Beobachtungen fanden im Meridianhause der Sternwarte statt, welches im Garten derselben errichtet ist. Das alleinstehende, unterkellerte Meridianhaus ist $4\frac{1}{2}$ m breit und $5\frac{1}{2}$ lang und hat einen Vorraum. Das Dach kann mit einer Vorrichtung auf Schienen auseinandergeschoben werden ; der Meridianspalt ist 1 m breit.

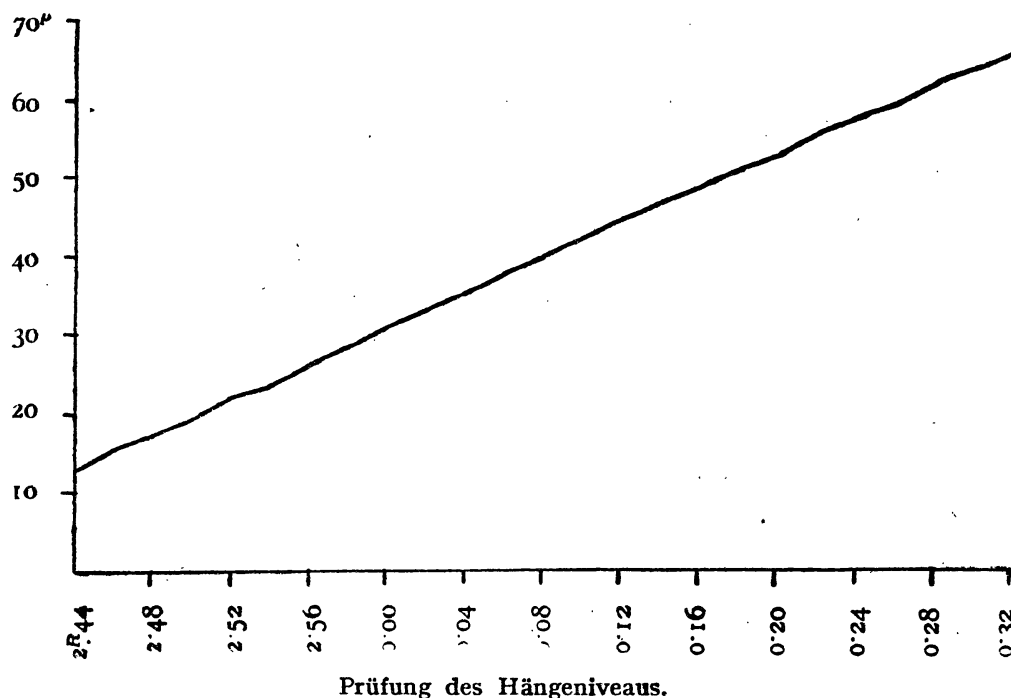
Im Beobachtungsraum stand die Hoser Uhr No 604, ein Tisch mit dem Radioempfangsgerät, der Chronograph, das Relais und eine Schalttafel mit dem Milliampèremeter.

Der aus Beton errichtete Beobachtungspfeiler steht auf einer, im Kellerraum gemauerten Grundlage von 160×160 cm und hat eine Höhe von 406 cm. Der über den Fußboden ragende Teil des Pfeilers hat einen Querschnitt von 60×100 cm, die Deckplatte, auf der das Instrument steht, ist aus Kunstmarmor.

Uhrenanlage. Die Beobachtungsuhr Riefler No 534 stand im Uhrenkeller unter konstanten Druck und synchronisierte die im Beobachtungsraum stehende Hoser Uhr No 604. Die Riefler Uhr ist mit einem Radkontakte versehen und schließt den Stromkreis bei der 59. und 60. Sekunde nicht.

Radioempfangsanlage. Zur Aufnahme der Funksignale wurde ein von Dipl. Ing. Richard Abaházi gebauter Empfangsapparat benutzt. Der fünfröhren Apparat für Hörempfang hat einen Niederfrequenzverstärker mit Bandfilter und eine einstellbare Relaisröhre. Die sehr geringe Reaktionszeit des eingebauten Relais wurde nicht in Rechnung gezogen.

An jeden Beobachtungsabend gelang es die Koinzidenzsignale von Bordeaux, Paris und Nauen gut zu registrieren.



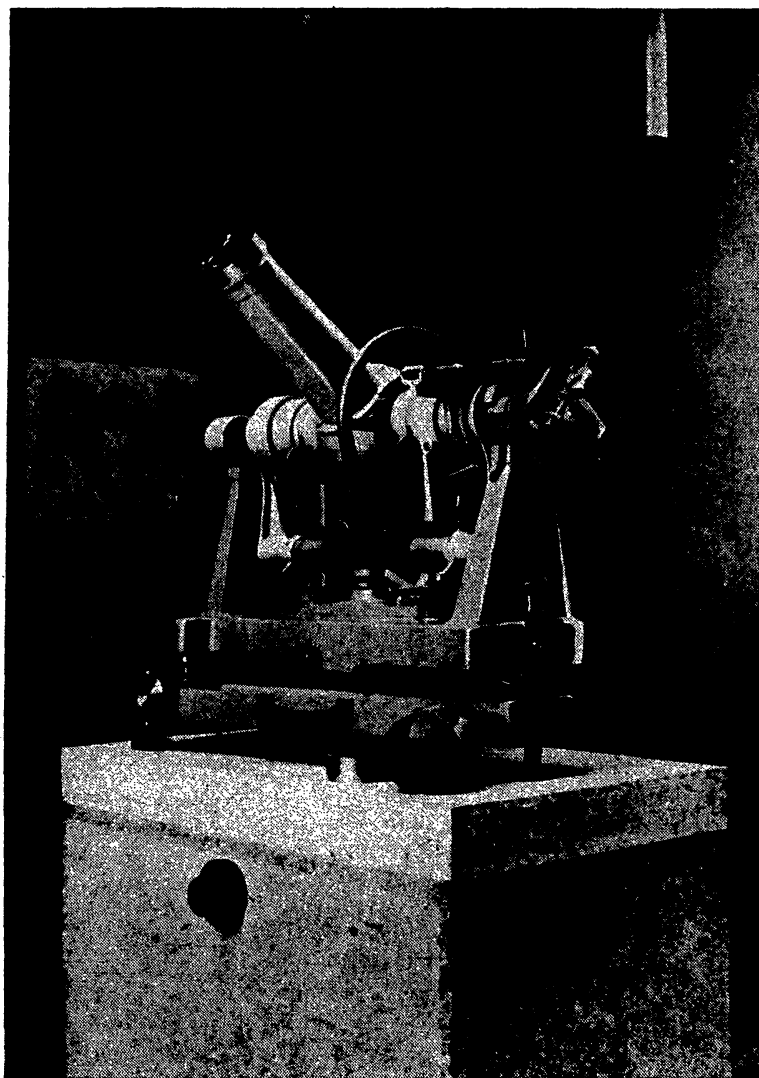
Instrumente und Apparate. Die Beobachtungen wurden mit dem Durchgangsinstrument von Bamberg-Askaniawerke No 102 553 mit unpersönlichen Mikrometer ausgeführt.

Durchmesser des Objektivs.....	90 mm
Brennweite des Objektivs	859 mm
Vergrößerung	75 ×
Länge der Horizontalaxe	880 mm

Zur Registrierung der Sterndurchgänge und der Zeitsignale diente ein Schreibchronograph von Hipp mit Federaufzug und Sirenenregulierung. Die Uhr arbeitete während der Zeitbestimmung unverändert an einem Anker des Chronographen, der zweite Anker registrierte die Sterndurchgänge mittels des Mikrometers. Zur Bestimmung der Federparallaxe und der Reaktionszeiten der Elektromagnete wurde

die Uhr jeden Abend vor und nach der Zeitbestimmung mit einem Doppelschalter auf den Anker geschaltet mit dem die Sterndurchgänge registriert wurden.

Während den ganzen Beobachtungen wurde die Stromstärke in allen elektrischen Kreisen konstant gehalten.



Das Durchgangsinstrument. (Photo Z. Poronyi)

Der Parswert des Hängeniveaus wurde mit einer Libellenwage von Ertel und Sohn bestimmt. Als Parswert ergab sich aus 61 Beobachtungen

$$1^p = 1''.00 \pm 0''.04 = 0.0667 \pm 0.0003$$

Das Hängeniveau wurde mit derselben Libellenwage die ganze Teilung hindurch von 0^p bis 70^p geprüft.

Aus dem Grafikon (Seite 4.) ist ersichtlich, daß der Parswert des Niveaus auf der ganzen Länge — ausgenommen bei den Teilungsstrichen 22—26 und 52—54 keine besonderen Abweichungen zeigt.

Zur Bestimmung der Kontaktbreite des Mikrometers wurde die Schraube langsam vorwärts gedreht bis der Anschlag des Chronographenankers hörbar wurde und in dieser Stellung wurde die Trommelleinteilung abgelesen. Dann wurde die Schraube über den Kontakt geführt, bis zum Kontaktschluß an der anderen Seite des Kontaktstreifens langsam zurückgedreht und die Trommel abgelesen. Die Differenz der Mikrometerablesungen ergibt die Kontaktbreite in Teilen der Schraube. Die Bestimmung geschah einmal am Anfang der Beobachtungen, das zweitemal nach der Beendigung derselben. Der Mittelwert der Kontaktbreite aus 20 Bestimmungen ist $= 0.0788$.

Zwecks Bestimmung des toten Ganges der Mikrometerschraube wurde der bewegliche Faden abwechselnd rechts und links bis auf eine sehr schmale Lichtlinie an dieselbe Seite des festen Mittelfadens herangedreht und die Trommelleinteilung jedesmal abgelesen. Aus der Differenz der Ablesungen erhält man den toten Gang in Teilen der Schraube. Die Bestimmung geschah zweimal; am Anfang und nach Beendigung der Beobachtungen und zwar für Polsterne in der Fernrohrlage mit $+45^\circ$ und -45° Zenitdistanz, für Zeitsterne bei 0° Zenitdistanz. Der Mittelwert des toten Ganges aus 40 Bestimmungen beträgt

$$\text{für Polsterne} = 0.0052$$

$$\text{für Zeitsterne} = 0.0014$$

Die Korrektion wegen der täglichen Aberration =

$$= \pm 0.0142 \cdot \sec \delta \left\{ \begin{array}{l} \text{O. K.} \\ \text{U. K.} \end{array} \right.$$

wurde mit umgekehrten Vorzeichen an die beobachteten Durchgangszeiten angebracht.

Die gesammte Korrektion wegen Kontaktbreite, toten Gang und täglicher Aberration

$(\frac{1}{2} \text{ Kontaktbreite} + \text{toter Gang} \mp \text{tägliche Aberration}) \sec \delta$ ist

$$\text{für Zeitsterne} \dots\dots + 0.0259 \sec \delta$$

$$\text{für Polsterne} \left\{ \begin{array}{l} \text{O. K.} + 0.0278 \sec \delta \\ \text{U. K.} + 0.0562 \sec \delta \end{array} \right.$$

Als Umdrehungswert der Mikrometerschraube wurde aus 24 Beobachtungen von 6 Zirkumpolarsternen

$$\text{erhalten.} \quad 1^B = 8.007 \pm 0.007$$

Beobachtung. Jeden Abend wurde das Dach eine Stunde vor Beginn der Zeitbestimmungen auseinandergeschoben um einen möglichst vollkommenen Temperatenausgleich herzustellen. Die Beobachtungen begannen jeden Abend gleich nach dem Empfang der Zeitsignale von Bordeaux und wurden nach dem Empfang der Nauener Signale beendet. Es beobachteten abwechselnd und sitzend A. Klipp und Z. Poronyi.

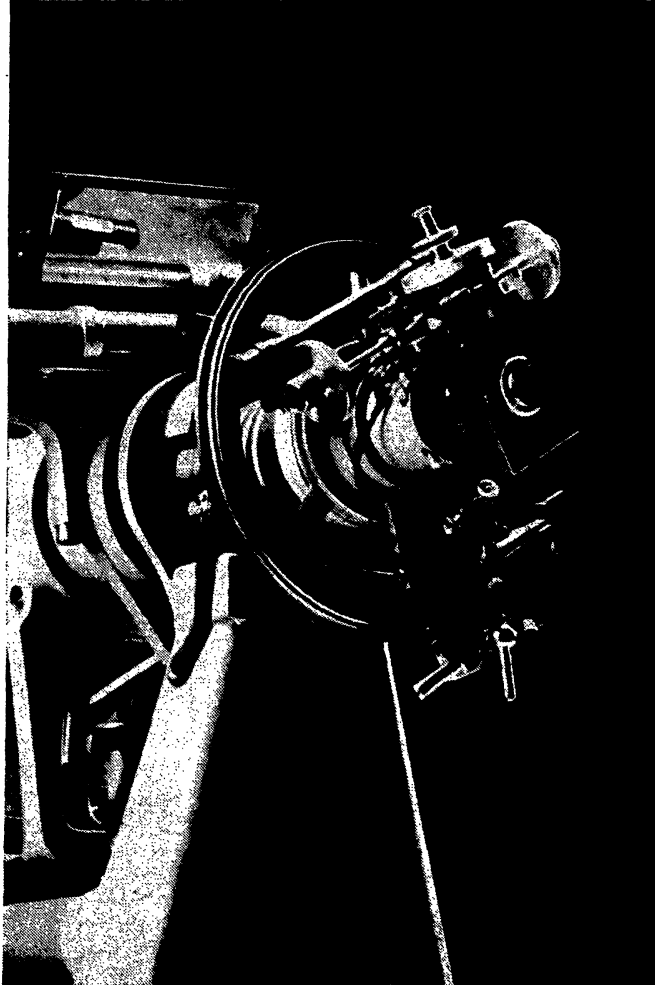
Das Beleuchtungs-
lämpchen des Gesichts-
feldes wurde mit rotem,
durchsichtigen Lack
überzogen. Bei Beobachtungen von hellen Sternen als 4. Größe wurde zur Abschwächung der Helligkeit eine Gitterblende benutzt.

Die Zeitbestimmungen wurden so durchgeführt, daß während eines jeden Sterndurchganges das Instrument umgelegt wurde; dadurch entfällt die Bestimmung des Kollimationsfehlers und die Berücksichtigung der Zapfenungleichheit. Jeder Stern wurde drei Revolutionen vor und drei Revolutionen nach dem Meridiandurchgang beobachtet.

Vor und nach der Beobachtung eines jeden Sternes wurde das Hängeniveau abgelesen.

In 10 vollen Beobachtungsnächten wurden insgesamt die Durchgänge von 159 Sternen registriert, 121 Zeitsterne und 38 Polsterne.

Reduktion der Beobachtungen. Es wurden nur solche Sterne beobachtet, deren scheinbare Örter im «Berliner Astronomischen Jahrbuch» oder im «Almanaque náutico» enthalten sind. Die aus dem «Almanaque náutico» entnommen Rektaszensionen wurden auf den Auwers'schen Neuen Fundamental Katalog reduziert und dann wurden



Das unpersönliche Mikrometer. (Photo Z. Poronyi)

alle Sternörter auf den «Dritten Fundamental Katalog des B. A. J.» übertragen. Es beziehen sich daher alle gerechneten Sternörter und auch die Korrekturen der Koinzidenzsignale auf den F K₃.

Bei der Berechnung der Rektaszensionen wurden die zweiten Differenzen und die kurzperiodischen Mondglieder berücksichtigt.

Neigung. Die Neigungen wurden ohne graphische Ausgleichung so benutzt, wie sie am durchgeteilten Hängenniveau für jeden Stern abgelesen wurden.

Mittelwerte der Achsenneigungen für jeden Beobachtungsabend.

1939		
Juni 26/27	+ 0.059
« 30—Juli 1	...	— 0.048
Juli 1/2	+ 0.018
« 3/4	— 0.037
« 6/7	+ 0.005
« 7/8	+ 0.044
« 8/9	+ 0.034
« 9/10	+ 0.014
« 11/12	— 0.036
« 13/14	+ 0.021

Eine eventuelle Unsicherheit in der Bestimmung des Parawertes hat wegen der kleinen Neigungen auf das Resultat keinen merklichen Einfluß.

Azimut. Das Azimut k wurde für jeden beobachteten Polstern in Verbindung mit allen Zeitsternen nach folgender Formel berechnet

$$k = \frac{(\alpha - T)_p - (\alpha - T)_z}{K_p - K_z}$$

in welcher sich der Index p auf den Polstern und z auf die Mittelwerte aller Zeitsterne bezieht.

Als Azimut des Instrumentes wurde für jeden Abend der aus den Beobachtungen aller Polsterne berechnete Mittelwert angenommen.

Eine Ausgleichung des Azimutes nach der Methode der kleinsten Quadrate wurde nicht vorgenommen.

Zur Bestimmung des Azimutes wurden die Polsterne in der oberen und unteren Kulmination beobachtet.

Zusammenstellung der Azimute

n ist die Anzahl der beobachteten Polsterne.

Nr	Datum	Azimut	n
1	Juni 26/27	-0.448	5
2	Juni 30—Juli 1 ..	-0.631	3
3	Juli 1/2	-0.609	4
4	“ 3/4	-0.628	3
5	“ 6/7	-0.668	3
6	“ 7/8	-0.629	4
7	“ 8/9	-0.638	4
8	“ 9/10	-0.715	4
9	“ 11/12	-0.635	4
10	“ 13/14	-0.790	4

Koinzidenzsignale. An jeden Beobachtungsabend wurden die Koinzidenzsignale von Bordeaux FYL, Paris Eiffelturm FLE und Nauen DFY automatisch registriert. Die Uhrzeit des mittleren (153.5) Zeitsignals wurde aus 20—20 zur Mitte symmetrisch liegenden Zeitsignalen berechnet. Die Zeitsignale wurden mit einem — in einer Vorrichtung — beweglichen Glaslineal auf die durch die Uhr registrierte Zeitskala projiziert. Zur Ablesung des Chronographenstreifens diente eine Harfeneinleitung aus Celluloid.

Registrierte Signalaufnahmen.

		FYL	15 ^h 35 ^m 28 ^s .359
1	Juni 26/27	FLE	18 5 53.060
		DFY	19 36 7.778
			15 51 15.698
2	Juni 30—Juli 1 ..	“	18 21 40.308
			19 51 55.032
			15 55 12.458
3	Juli 3/4	“	18 25 37.136
			19 55 51.843
			16 3 6.157
4	“ 4/5	“	18 33 30.882
			20 3 45.641
			16 14 56.716
5	“ 6/7	“	18 45 21.420
			20 15 36.161

			FYL	16 ^h 18 ^m 53 ^s .258
6	Juli	7/8	FLE	18 49 18.256
			DFY	20 19 33.020
				16 22 50.428
7	"	8/9	"	18 53 15.131
				20 23 29.883
				16 26 47.279
8	"	9/10	"	18 57 12.006
				20 27 26.776
				16 34 41.114
9	"	11/12	"	19 5 5.811
				20 35 20.553
				16 42 34.788
10	"	13/14	"	19 12 59.472
				20 43 14.194

Für die Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Zeitsignale wurde der theoretische Wert von 300.000 km/sec angenommen. Wenn man den in Bogen ausgedrückten Winkelabstand zweier Orte mit C° bezeichnet, so ist die Verspätungszeit $0.00037 \cdot C^\circ$. Damit ergeben sich folgende Werte

FYL	0.005
FLE	0.004
DFY	0.002

Diese Beträge wurden von den registrierten Ankunftszeiten abgezogen.

Die definitiven Verbesserungen der Koinzidenzsignale hat uns das Geodätische Institut aus Potsdam mitgeteilt. Die Verbesserungen beruhen auf den Angaben der Quarzuhren des Geodätischen Institutes, deren Stände durch Ausgleichung aller Zeitbestimmungen von Ende Mai bis Anfang September 1939 erhalten worden sind. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen ist nicht berücksichtigt, die mitgeteilten Zeiten sind daher die Ankunftszeiten der Signale in Potsdam. Die Rektaszensionen der Sterne sind dem Dritten Fundamentalkatalog des B. A. J. (F K 3) entnommen.

Der Einfluß der Polhöschwankung wurde nach folgender Formel berechnet

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{1}{15} (x \cdot \sin \lambda - y \cdot \cos \lambda) \operatorname{tg} \varphi + \frac{1}{15} y \operatorname{tg} \varphi_{gr}$$

Die Größen α und γ wurden uns vom Geodätischen Institut Potsdam mitgeteilt.

Die Verbesserung $\lambda - \lambda_0$ beträgt
 von 26. Juni bis 8. Juli $+0.009$
 « 9. Juli « 13. « $+0.008$

Uhrstand und Uhrgang. Die Uhrstände und Uhrgänge wurden aus den Koinzidenzsignalen und aus den Zeitbestimmungen berechnet.

Tabelle

des aus den Koinzidenzsignalen und aus den Zeitbestimmungen berechneten Uhranges.

Stündlicher Uhrgang berechnet aus

Datum	FYL	FLE	DFY	Mittel	Zeitbestimmungen	Differenz
Juni 26-30	- 0.0113	- 0.0110	- 0.0112	- 0.0111	- 0.0111	—
Juni 30-Juli 1 .	— 122	— 110	— 115	12	13	+ 0.001
« 1-3	126	130	122	13	12	— 1
« 3-6	116	119	118	12	11	— 1
« 6-7	122	116	126	12	13	+ 1
« 7-8	127	135	124	13	12	— 1
« 8-9	123	121	134	13	14	+ 1
« 9-11	141	139	138	14	14	—
« 11-13	- 0.0123	- 0.0118	- 0.0121	- 0.012	- 0.012	—

Zeitbestimmungen. Die Berechnung der Uhrstände erfolgte nach der Mayer'schen Formel

$$T = T_0 + c\sigma + iJ + kK + g$$

$$\Delta u = \alpha - T$$

Die Ergebnisse der Zeitbestimmungen sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Es bedeuten

- * Nummer des Sternes im Berliner Astronomischen Jahrbuch.
- T_0 registrierte Uhrzeit des Sterndurchganges.
- $c\sigma$ Verbesserung wegen Kontaktbreite, toten Gang und tägliche Aberration.
- iJ Verbesserung wegen Neigung der Achse.
- g Verbesserung wegen Uhrgang.
- kK Verbesserung wegen Azimut.
- α Rektaszension des Sternes inklusive der kurzperiodischen Mondglieder.
- Δu Uhrstand
- E Epoche der Zeitbestimmung, Ankunftszeit des Pariser mittleren Signals.
- g stündlicher Uhrgang.
- m mittlerer Fehler einer Zeitbestimmung.
- M mittlerer Fehler des arithmetischen Mittels der Zeitbestimmung.
- k die berechneten Azimute.

1939 Juni 26/27.

*	T_0	$c\sigma$	iJ	g	kK	α	Δu
[595]	15 ^h 56 ^m 16 ^s 750	+ 45	+ 181	+ 24	— 100	22.867	+ 3.767
608	16 17 53.082	+ 38	+ 90	+ 20	+ 12	57.010	.792
621	32 6.958	+ 35	+ 91	+ 17	+ 52	10.868	.819
626	40 47.204	+ 33	+ 73	+ 16	+ 85	51.037	.796
Ng	52 6.716	+ 203	+ 229	+ 14	— 1.633	12.599	—
643	17 12 54.482	+ 32	+ 53	+ 10	+ 103	58.254	.780
653	29 2.178	+ 42	+ 62	+ 7	— 62	6.144	.793
663	37 43.582	+ 37	+ 72	+ 5	+ 17	47.496	.817
Nh	51 52.208	+ 471	+ 657	+ 3	— 4.402	61.568	—
694	18 23 0.203	+ 50	+ 110	— 3	— .168	4.405	.877
[700]	32 41.528	+ 128	+ 200	— 5	— 1.275	46.967	—
711	53 27.930	+ 36	+ 138	— 9	+ 39	31.899	.843
[719]	19 5 6.754	+ 32	+ 54	— 11	+ 110	10.625	.906
Nd	12 30.436	+ 1.128	— 889	— 12	+ 6.080	28.445	—
750	54 2.505	+ 42	+ 119	— 20	— 61	6.552	.845
759	20 10 58.946	+ 129	+ 253	— 23	— 1.005	64.186	—
E	18 ^h 6 ^m	$g = -0^s.011/h$				$\Delta u + 3.821$	
						$m \pm 0.043$	
k	— 0 ^s .389	— 0.413	— 0.560	— 0.423	— 0.457	$M \pm 0.013$	

60

1939 Juni 30—Juli 1.

*	T ₀	cσ	iJ	g	k K	α	Δu
608	16 ^h 17 ^m 54 ^s 248	+ 38	— 46	+ 23	+ 16	56.974	+ 2.727
[614]	23 4.798	+ 46	— 70	+ 22	— 152	7.706	.758
621	32 8.111	+ 35	— 65	+ 20	+ 74	10.843	.816
626	40 48.314	+ 33	— 55	+ 19	+ 119	51.021	.829
Ng	52 7.051	+ 203	— 283	+ 16	— 2.460	12.230	—
[636]	17 5 47.404	+ 34	— 61	+ 14	+ 100	50.143	.852
[650]	25 7.292	+ 39	— 45	+ 10	— 13	10.070	.761
663	37 44.719	+ 37	— 79	+ 8	+ 23	47.495	.833
675	52 10.434	+ 123	— 185	+ 6	— 1.356	14.518	—
[684]	18 13 45.272	+ 35	— 83	+ 1	+ 80	47.994	.849
711	53 29.300	+ 36	— 72	— 6	+ 55	31.946	.743
719	19 5 8.154	+ 32	— 75	— 8	+ 155	10.681	.733
724	14 15.644	+ 33	— 75	— 10	+ 132	18.260	.800
[734]	25 25.992	+ 152	— 246	— 12	— 1.971	30.646	—
738	34 48.975	+ 40	— 65	— 13	— 44	51.708	.727
E	18 ^h 22 ^m		g = — 0 ^s 011/h			Δu + 2.786	
						m ± 0.049	
k	— 0 ^s 392	— 0.621	— 0.679			M ± 0.014	

1939 Juli 1/2.

*	T ₀	cσ	iJ	g	k K	α	Δu
608	16 ^h 17 ^m 54 ^s 515	+ 38	— 3	+ 26	+ 16	56.964	+ 2.404
[614]	23 5.046	+ 46	— 12	+ 25	— 147	7.692	.440
621	32 8.394	+ 35	+ 4	+ 23	+ 71	10.837	.452
626	40 48.654	+ 33	— 25	+ 21	+ 115	51.017	.449
Ng	52 6.965	+ 203	— 60	+ 19	— 2.547	12.140	—
[636]	17 5 47.754	+ 34	+ 4	+ 16	+ 96	50.141	.429
191	12 28.510	+ 299	— 64	+ 15	+ 2.590	28.635	—
650	25 7.575	+ 39	+ 33	+ 12	— 13	10.067	.395
663	37 44.986	+ 37	+ 36	+ 10	+ 23	47.495	.449
675	52 10.502	+ 123	+ 97	+ 7	— 1.295	14.487	—
711	18 53 29.366	+ 36	+ 53	— 5	+ 53	31.953	.556
719	19 5 8.290	+ 32	+ 36	— 8	+ 150	10.691	.491
724	14 15.799	+ 33	+ 35	— 10	+ 127	18.272	.542
[734]	25 26.040	+ 152	+ 195	— 12	— 1.811	30.651	—
738	34 49.126	+ 40	+ 65	— 14	— 43	51.722	.462
740	42 5.408	+ 33	+ 62	— 15	+ 137	7.849	.498
E	18 ^h 26 ^m		g = — 0 ^s 012/h			Δu + 2.464	
						m ± 0.050	
k	— 0 ^s 613	— 0.607	— 0.593	— 0.624		M ± 0.014	

1939 Juli 3/4.

*	T ₀	cσ	iJ	g	k K	α	Δu
653	17h 29 ^m 4 ^s .094	+ 42	- 49	+ 13	- 87	6.117	+ 1.930
663	37 45.589	+ 37	- 33	+ 11	+ 23	47.493	.912
675	52 11.116	+ 123	- 85	+ 8	- 1.404	14.425	-
[684]	18 13 46.196	+ 35	- 40	+ 4	+ 80	48.005	.890
711	53 30.190	+ 36	- 62	- 4	+ 55	31.968	.863
[719]	19 5 9.038	+ 32	- 52	- 6	+ 154	10.710	.852
726	15 43.090	+ 43	- 42	- 8	- 105	45.023	.835
[734]	25 26.702	+ 152	- 163	- 10	- 2.119	30.660	-
738	34 49.979	+ 40	- 62	- 12	- 44	51.745	.756
[740]	42 6.210	+ 33	- 46	- 14	+ 141	7.875	.833
757	20 11 44.276	+ 38	- 97	- 20	+ 16	46.053	.872
770	32 22.531	+ 106	- 95	- 24	- 0.888	25.266	-
[782]	43 52.073	+ 48	- 113	- 26	- 199	54.041	.860

E 18h 34^m $g = -0.012/h$ $\Delta u + 1.860$ $m \pm 0.048$ k -0.643 -0.730 -0.510 $M \pm 0.015$

1939 Juli 6/7.

*	T ₀	cσ	iJ	g	k K	α	Δu
621	16h 32 ^m 9 ^s .738	+ 35	+ 16	+ 27	+ 78	10.789	+ 1.051
626	40 50.006	+ 33	+ 19	+ 25	+ 126	50.979	.22
Ng	52 7.551	+ 203	+ 72	+ 23	- 2.796	11.690	-
[636]	17 5 49.142	+ 34	- 3	+ 20	+ 106	50.113	.26
[650]	25 8.930	+ 39	+ 20	+ 16	- 14	10.037	.18
663	37 46.404	+ 37	- 7	+ 13	+ 25	47.476	.54
675	52 11.697	+ 123	+ 70	+ 11	- 1.382	14.329	-
[684]	18 13 47.016	+ 35	+ 13	+ 6	+ 85	48.005	.20
694	23 3.004	+ 50	+ 32	+ 4	- 251	4.404	.63
[700]	32 43.998	+ 128	+ 40	+ 2	- 1.612	46.827	-
719	19 5 9.798	+ 32	- 16	- 4	+ 164	10.726	.80
726	15 43.858	+ 43	- 12	- 6	- 112	45.039	.44
733	28 12.398	+ 42	- 8	- 9	- 76	13.555	.56
738	34 50.670	+ 40	+ 5	- 10	- 47	51.770	.18
740	42 6.980	+ 33	- 19	- 11	+ 150	7.904	.71
750	54 5.512	+ 42	+ 8	- 14	- 91	6.709	.70

E 18h 45^m $g = -0.012/h$ $\Delta u + 1.046$ $m \pm 0.022$ k -0.673 -0.633 -0.698 $M \pm 0.006$

1939 Juli 7/8.

*	T ₀	cσ	i J	g	k K	α	Δu
[623]	16h 33 ^m 14.145	+ 129	+ 189	+ 27	- 1.271	16.480	—
626	40 50.218	+ 33	+ 93	+ 26	+ 119	50.968	+ 0.717
Ng	52 7.968	+ 203	+ 169	+ 23	- 2.514	11.600	—
[636]	17 5 49.316	+ 34	+ 61	+ 21	+ 99	50.102	.769
[650]	25 9.172	+ 39	+ 68	+ 17	- 13	10.028	.719
663	37 46.610	+ 37	+ 68	+ 14	+ 23	47.468	.762
675	52 11.734	+ 123	+ 182	+ 11	- 1.522	14.297	—
[684]	18 13 47.236	+ 35	+ 43	+ 7	+ 80	48.001	.760
[700]	32 44.200	+ 128	+ 208	+ 3	- 1.545	46.809	—
733	19 28 12.681	+ 42	+ 45	- 8	- 72	13.560	.728
738	34 50.974	+ 40	+ 75	- 9	- 44	51.776	.652
[740]	42 7.303	+ 33	+ 19	- 11	+ 142	7.911	.709
750	54 5.842	+ 42	+ 77	- 13	- 86	6.717	.683

E 18h 49^m $g = -0.012/h$ $\Delta u + 0.722$ $m \pm 0.039$ k — 0.546 — 0.605 — 0.697 — 0.669 $M \pm 0.013$

1939 Juli 8/9.

*	T ₀	cσ	i J	g	k K	α	Δu
[601]	16h 6 ^m 52.762	+ 37	+ 52	+ 36	+ 38	53.249	+ 0.400
[623]	33 14.244	+ 129	+ 201	+ 30	- 1.382	16.416	—
626	40 50.572	+ 33	+ 61	+ 29	+ 121	50.954	.380
Ng	52 7.956	+ 203	+ 379	+ 26	- 2.505	11.501	—
[636]	17 5 49.706	+ 34	+ 16	+ 23	+ 101	50.091	.413
191	12 31.398	+ 299	- 111	+ 22	+ 2.902	29.138	—
[650]	25 9.482	+ 39	+ 33	+ 19	- 13	10.016	.430
663	37 46.964	+ 37	+ 36	+ 16	+ 24	47.460	.431
672	54 12.320	+ 33	+ 35	+ 13	+ 143	12.682	.424
[684]	18 13 47.591	+ 35	+ 34	+ 8	+ 81	47.998	.411
694	23 3.708	+ 50	+ 6	+ 6	- 240	4.392	.382
[700]	32 44.484	+ 128	+ 180	+ 4	- 1.564	46.791	—
[719]	19 5 10.389	+ 32	+ 42	- 3	+ 157	10.733	.430
726	15 44.378	+ 43	+ 62	- 5	- 107	45.046	.461
733	28 12.912	+ 42	+ 64	- 8	- 73	13.566	.483
738	34 51.195	+ 40	+ 65	- 9	- 45	51.784	.448
[740]	42 7.524	+ 33	+ 37	- 11	+ 144	7.919	.480
750	54 6.118	+ 42	+ 46	- 13	- 87	6.728	.448
757	20 11 45.618	+ 38	+ 48	- 17	+ 16	46.116	.445

E 18h 53^m $g = -0.013/h$ $\Delta u + 0.431$ $m \pm 0.031$ k — 0.594 — 0.603 — 0.680 — 0.677 $M \pm 0.008$

1939 Juli 9/10.

*	T ₀	cσ	iJ	g	k K	α	Δu
Ng	16h 52 ^m 8 ^s .098	+ 203	+ 90	+ 27	- 2.892	11.411	—
[636]	17 5 50.002	+ 34	+ 10	+ 24	+ 113	50.080	+ 0.123
191	12 31.732	+ 299	- 32	+ 23	+ 2.914	29.209	—
[650]	25 9.778	+ 39	+ 8	+ 20	- 15	10.005	.145
663	37 47.228	+ 37	+ 7	+ 17	+ 26	47.450	.187
675	52 12.296	+ 123	+ 97	+ 14	- 1.594	14.226	—
694	18 23 3.949	+ 50	+ 38	+ 7	- 269	4.386	73
700	32 44.716	+ 128	+ 88	+ 5	- 1.732	46.774	—
[719]	19 5 10.784	+ 32	+ 24	- 2	+ 176	10.740	78
724	14 18.380	+ 33	+ 34	- 4	+ 149	18.324	30
733	28 13.312	+ 42	+ 35	- 7	- 82	13.572	.108
738	34 51.638	+ 40	+ 3	- 8	- 50	51.792	69
[740]	42 8.004	+ 33	+ 21	- 10	+ 161	7.926	39
750	54 6.426	+ 42	+ 24	- 12	- 97	6.739	.162
757	20 11 46.000	+ 38	+ 4	- 16	+ 18	46.127	.119
E	18h 57 ^m	g = - 0.013/h				Δu + 0.103	
						m ± 0.050	
k	- 0.696	- 0.683	- 0.730	- 0.750		M ± 0.015	

1939 Juli 11/12.

*	T ₀	cσ	iJ	g	k K	α	Δu
Ng	16h 52 ^m 9 ^s .278	+ 203	- 193	+ 29	- 2.447	11.191	—
[636]	17 5 50.710	+ 34	- 50	+ 26	+ 100	50.058	- 0.562
191	12 32.666	+ 299	+ 159	+ 24	+ 3.196	29.371	—
[650]	20 10.562	+ 39	- 57	+ 23	- 13	9.982	.598
[653]	29 6.545	+ 42	- 93	+ 21	- 88	6.030	.573
663	37 48.054	+ 37	- 72	+ 19	+ 23	47.432	.583
671	52 31.812	+ 47	- 117	+ 16	- 189	31.384	.563
[684]	18 13 48.660	+ 35	- 74	+ 11	+ 81	47.986	.565
694	23 4.765	+ 50	- 70	+ 9	- 239	4.372	.621
[700]	32 46.000	+ 128	- 128	+ 7	- 1.289	46.725	—
711	53 32.625	+ 36	- 44	+ 2	+ 55	31.987	.577
726	19 15 45.440	+ 43	- 28	- 2	- 106	45.060	.499
[734]	25 29.322	+ 152	- 84	- 4	- 1.867	30.677	—
738	34 52.328	+ 40	- 26	- 6	- 44	51.809	.571
740	42 8.717	+ 33	- 37	- 8	+ 143	7.947	.615
750	54 7.242	+ 42	- 24	- 11	- 86	6.761	.574
757	20 11 46.761	+ 38	- 48	- 15	+ 16	46.155	.565
E	19h 5 ^m	g = - 0.013/h				Δu - 0.574	
						m ± 0.030	
k	- 0.589	- 0.749	- 0.558	- 0.643		M ± 0.008	

1939 Juli 13/14.

*	T ₀	c ₀	iJ	g	k K	α	Δu
Ng	16 ^h 52 ^m 8 ^s .604	+ 203	— 12	+ 28	— 3.270	10.941	—
191	17 12 34.080	+ 290	— 70	+ 24	+ 3.614	29.572	—
650	25 10.964	+ 39	+ 53	+ 22	— 17	9.962	— 1.133
653	29 6.948	+ 42	+ 70	+ 21	— 110	6.005	.186
663	37 48.470	+ 37	+ 50	+ 19	+ 29	47.417	.130
672	54 13.858	+ 33	+ 37	+ 16	+ 177	12.662	.105
684	18 13 49.128	+ 35	+ 4	+ 12	+ 100	47.984	95
694	23 5.110	+ 50	+ 6	+ 10	— 297	4.358	.115
700	32 45.844	+ 128	+ 40	+ 8	— 1.790	46.660	—
711	53 33.162	+ 36	+ 21	+ 4	+ 69	31.994	.160
719	19 5 12.044	+ 32	+ 10	+ 2	+ 194	10.757	.137
734	25 29.304	+ 152	+ 163	— 2	— 2.183	30.648	—
738	34 52.912	+ 40	+ 36	— 4	— 55	51.827	.212
[740]	42 9.233	+ 33	+ 15	— 6	+ 178	7.972	.125
750	54 7.844	+ 42	+ 29	— 8	— 107	6.785	.229
757	20 11 47.325	+ 38	+ 25	— 12	+ 20	46.186	.170
765	20 7.049	+ 34	+ 52	— 13	+ 134	5.813	.175
788	54 58.646	+ 34	+ 42	— 20	+ 119	57.428	.155
[792]	21 2 47.402	+ 36	+ 32	— 22	+ 73	46.255	.120
E	19 ^h 13 ^m	$g = -0.012/h$				Δu — 1.150	
						m ± 0.039	
k	— 0.787	— 0.847	— 0.775	— 0.752		M ± 0.010	

Berechnung der Längenunterschiede. Der Längenunterschied zweier Orte ist die Differenz ihrer Ortszeiten für ein Ereignis welches an beiden Orten in denselben Moment stattfindet. Die Ortszeit wurde aus Meridiandurchgängen berechnet und auf das Pariser mittlere Koinzidenzsignal FLE reduziert. Das Ereignis ist die Ankunftszeit des mittleren Koinzidenzsignals von Bordeaux FYL, Paris FLE und Nauen DFY. Mit den Beobachtungen kann nur das mittlere Signal von Paris unmittelbar verglichen werden, die beiden Anderen müssen auf die Epoche *E* des Pariser mittleren Signals reduziert werden, mit den Uhrgängen die aus den allabendlich empfangenen Zeitsignalen und aus den Zeitbestimmungen berechnet wurden.

In der folgenden Zusammenstellung bedeutet

$t_0 - \eta - (\lambda - \lambda_0)$ die wegen der Ausbreitungsgeschwindigkeit und Polschwankung verbesserte Ankunftszeit des mittleren Signals von FYL, FLE, DFY.

Δu Uhrstand berechnet aus Sterndurchgängen, reduziert auf das mittlere Signal von FLE.

$\Delta^2 u$ Verbesserung wegen des Uhranges.

t Ortssternzeit im Moment des mittleren Signals von FYL, FLE, DFY.

Θ_{gr} Greenwicher Sternzeit im Moment des mittleren
Signals von FYL, FLE, DFY.

λ Längenunterschied.

Zusammenstellung der Längenunterschiede.

Sender	Datum	$t_0 - \eta - (\lambda - \lambda_0)$	Δu	$\Delta^2 u$	t	Θ_{gr}	λ
FYL	Juni 26/27...	$15^h 35^m 28^s 345$	$+3^s 821$	$+0^s 028$	$15^h 35^m 32^s 194$	$14^h 19^m 40^s 811$	$-1^h 15^m 51^s 383$
	Juni 30-Juli 1	51 15.684	$+2.786$	30	51 18.500	35 27.064	.436
	Juli 1/2 ...	55 12.444	$+2.464$	33	55 14.941	39 23.531	.410
	" 3/4	16 3 6.143	$+1.860$	30	16 3 8.033	47 16.623	.410
	" 6/7	14 56.702	$+1.046$	30	14 57.778	59 6.345	.433
	" 7/8	18 53.514	$+0.722$	33	18 54.269	15 3 2.863	.406
	" 8/9	22 50.414	$+0.431$	33	22 50.878	6 59.457	.421
	" 9/10 ...	26 47.266	$+0.103$	35	26 47.404	10 56.012	.392
	" 11/12 ..	34 41.101	$+0.574$	30	34 40.557	18 49.170	.387
	" 13/14 ..	42 34.775	-1.150	$+0.030$	42 33.655	26 42.251	.404
FLE	Juni 26/27...	$18^h 5^m 53^s 047$	$+3^s 821$	—	$18^h 5^m 56^s 868$	$16^h 50^m 5^s 436$.432
	Juni 30-Juli 1	21 40.295	$+2.786$	—	21 43.081	17 5 31.630	.451
	Juli 1/2	25 37.123	$+2.464$	—	25 39.587	9 48.193	.394
	" 3/4	33 30.869	$+1.860$	—	33 32.729	17 41.311	.418
	" 6/7	45 21.407	$+1.046$	—	45 22.453	29 30.992	.461
	" 7/8	49 18.243	$+0.722$	—	49 18.965	33 27.548	.417
	" 8/9	53 15.118	$+0.431$	—	53 15.549	37 24.099	.450
	" 9/10 ...	57 11.994	$+0.103$	—	57 12.097	41 20.683	.414
	" 11/12 ..	19 5 5.799	-0.574	—	19 5 5.225	49 13.817	.408
	" 13/14 ..	12 59.460	-1.150	—	12 58.310	57 6.910	.400
DFY	Juni 26/27...	$19^h 36^m 7^s 767$	$+3^s 821$	-0.017	19 36 11.571	18 20 20.180	.391
	Juni 30-Juli 1	51 55.021	$+2.786$	18	51 57.789	36 6.360	.429
	Juli 1/2	55 51.832	$+2.464$	20	55 54.276	40 2.894	.382
	" 3/4	20 3 45.630	$+1.860$	18	20 3 47.472	47 56.103	.369
	" 6/7	15 36.150	$+1.046$	18	15 37.178	59 45.771	.407
	" 7/8	19 33.009	$+0.722$	20	19 33.711	19 3 42.328	.383
	" 8/9	23 29.872	$+0.431$	20	23 30.283	7 38.893	.390
	" 9/10 ...	27 26.766	$+0.103$	21	27 26.848	11 35.464	.384
	" 11/12 ..	35 20.543	-0.574	18	35 19.951	19 28.579	.372
	" 13/14 ..	43 14.184	-1.150	18	43 13.016	27 21.639	.377
Mittelwert:							$-1^h 15^m 51^s 407$

Die Summe der Quadrate der Verbesserungen beträgt 0.017 085, woraus sich für den mittleren Fehler einer Einzelbeobachtung der Wert $\pm 0^s 024$ und für das arithmetische Mittel der Wert $\pm 0^s 0044$ ergibt.

Somit erhält man als Länge der Sternwarte Budapest—Sváb-hegy östlich vom Transit-Circle des Observatoriums von Greenwich

$$1^h 15^m 51^s 407 \pm 0^s 004.$$

Die von J. Tolmár im Jahre 1935. mit denselben Instrumenten angestellten Beobachtungen ergaben

$$1^h 15^m 51^s 467 \pm 0^s 010.$$

Budapest, 1941. November.

A SVÁBHEGYI
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN DER
STERNWARTE
BUDAPEST-SVÁBHEGY

Nr 16.

E. GUÓTH

DIE SEEHÖHE DER STERNWARTE

BUDAPEST

1941

A CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET TENGERSZINTFELETTI MAGASSÁGA.

(Összefoglalás.)

A volt csász. és kir. katonai földrajzi intézet az 1896—1899. években végzett szabatos szintezései folyamán a magassági alappontokat leginkább a vasúti fővonalak mentén fekvő állomásépületek és őrházak falában helyezte el. E munkálatok során a szintváltozások ellenőrzésére és a későbbi szintezések kiindulási pontjául szolgáló nadapi szintezési főalappont magasságát is meghatározták. Ez a főalappont olyan ősközetű csiszolt sziklafelület, amelynek szintváltozása emberi számítás szerint nem valószínű.

A m. kir. Háromszögelő Hivatal 1921-ben kezdte meg egy sűrűbb, I. rendű szintezési hálózat kifejlesztését a nadapi főalappontból kiindulva.

A szintezés Oltay rendszerű műszerrel, 3 m-es mezős osztású, reverziós lécekkel és maximálisan 50 m-es irányzótávolságban a közepéről történt. A léceket naponta négyszer gondosan komparálták; az 1.5—2.5 km hosszú és végpontjaikon falitárcsával megjelölt szakaszok oda- és visszaszintezése között megengedett legnagyobb különbség mm-ben $1.2 \sqrt{\text{km}}$.

Eddig 39 I. rendű kört mértünk kb. 7000 km hosszban és 89 II. rendű kört.

1927-ben a Rudas-fürdőnél, a Gellért-hegy sziklájában elhelyezett tárcsából kiindulva, a jánoshegyi kilátótoronyig szinteztünk és ez alkalommal meghatároztuk a Csillagvizsgáló Intézet falában elhelyezett tárcsának és a meridiánház pillérének magasságát is. Az utóbbinak tengerszintfeletti magasságára

474.4476 m

adódott.

A szintezést Ruff Ferenc és Guóth Emil műszaki tanácsosok hajtották végre.

DIE SEEHÖHE DER STERNWARTE.

Im Laufe der in den Jahren 1896—1899 durch das ehemalige k. u. k. Militärgeographische Institut längs den Hauptbahnlinien ausgeführten Feineinwägung wurden die Höhenmarken meist an Stationsgebäuden, Bahnwächterhäuser, Durchlässe und dgl. angebracht. Um das durch den Verkehr verursachte Sinken dieser Marken kontrollieren zu können und um für spätere Feineinwägungen geeignete Ausgangspunkte zu schaffen, wurden auf natürlich gewachsenen Felsen stehende sogenannte Urmarken bestimmt. In Großungarn waren vier solche Urmarken gesetzt worden, davon blieb aber nur eine in dem Ungarn nach Trianon u. zw. die in der Gemeinde Nadap am Fuße des Vértes-Gebirges und unweit vom Velence-See gelegene. Die Örtlichkeit der Urmarken wurde aus geologischen Standpunkte sorgfältig ausgewählt. Die Marke selbst ist eine geschliffene Urfelsenfläche, über welche eine abhebbare hohle Pyramide gesetzt wird, um die Latte auf den Felsen stellen zu können.

Nach dem Weltkriege hat das kön. ung. Finanzministerium mit der Verdichtung des Nivellementnetzes von hoher Genauigkeit das kön. ung. Triangulierungsamt betraut. Die den modernen Anforderungen entsprechende Feineinwägung wurde im Jahre 1921 begonnen. Als Ausgangspunkt diente die Urmarke von Nadap, welche 173.8385 m über dem adriatischen Meeresspiegel liegt.

Die Festlegung der Nivellementpunkte geschah durch gußeiserne Mauerbolzen, die mit der Bezeichnung M. J. versehen sind. Der eigentliche Festpunkt, auf den sich die Höhenzahl bezieht ist, die höchste Stelle einer doppelt gekrümmten Fläche eines Metallkörpers auf die unmittelbar die Latte gestellt werden kann.

Die Länge der Nivellementstrecken betrug im Anfang 2—2.5 km, später 1—1.5 km. Mehrere Strecken bilden eine Linie, mehrere Linien eine Schleife und mehrere Schleifen das Nivellementnetz.

Im Netze von hoher Genauigkeit (I. Ordnung) wurden bisher 39, im Netze II. Ordnung 89 Schleifen nivelliert. Die Länge der Strecken im Netze I. Ordnung beträgt ungefähr 7000 km.

Das Instrument wurde von der Firma F. Süß in Budapest nach den Angaben des Prof. K. Olty gebaut.

Die Reversionslatten sind 3 m lange Kastenlatten mit einer doppelten Feldeinteilung in Halbzentimetern, sie sind mit Dosenlibellen versehen und haben abnehmbare Handgriffe.

Vor dem Messen werden die Strecken ausgepflockt, die größte Distanz zwischen zwei Pflöcken ist 100 m, das Nivellieren geschieht aus der Mitte.

Das Nivellement wird als «Doppelnivellement» ausgeführt, d. h. die Linien werden zu abwechselnder Tageszeit hin und zurück von einem und demselben Beobachter mit demselben Gerät nivelliert. Der erlaubte Unterschied zwischen den Ergebnissen von Hin- und Rücknivellement ist bei Strecken I. Ordnung $= 1.2 \sqrt{\text{km}}$, bei Strecken II. Ordnung $= 2.4 \sqrt{\text{km}}$.

In die Teilungsfläche jeder Latte sind in einem Abstände von 1 m, zwei, mit einem Kreuzstrich versehenen Messingscheibchen als Marke eingelassen, welche mit einem geprüften Stahlmeterstab vor und nach jeder Halbtagsarbeit, also täglich viermal verglichen werden.

Die Widersprüche der Schleifen werden den Distanzen proportional verteilt und die erhaltenen vorläufigen Höhen werden noch mit der orthometrischen Korrektur verbessert.

Unser Nivellementnetz wurde bereits ausgeglichen.

Im Jahre 1927 wurde von der im Felsen des Gellértberges angebrachten 106.6237 m hohen Höhenmarke ausgehend eine Linie über das Gebirge bis zum Aussichtsturm am Jánoshegy nivelliert, von welcher abzweigend die im Hauptgebäude der Sternwarte eingemauerte Höhenmarke mit 469.6687 m bestimmt wurde.

Von dieser Marke aus wurde die obere Fläche des Instrumentenpfeilers für das Durchgangsinstrument nivelliert und es ergab sich dafür

$$474.4476 \text{ m}$$

über dem adriatischen Meeresspiegel.

Budapest, 1941. November.

Kiadja a Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet.

Stephaneum nyomda Budapest. Felelős: ifj. Kohl Ferenc.

A SVÁBHEGYI
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN DER
STERNWARTE
BUDAPEST-SVÁBHEGY

Nr. 17.

L. DETRE

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE PERIODEN- UND LICHT-
KURVENÄNDERUNGEN VON KURZPERIODISCHEN
CEPHEI STERNEN. III. DIE PERIODEN VON RR LYRAE

BUDAPEST

1943

VIZSGÁLATOK RÖVIDPERIÓDUSÚ δ CEPHEI-CSILLAGOK PERIÓDUS- ÉS FÉNYGÖRBEVÁLTOZÁSAIRÓL

III. RR LYRAE PERIÓDUSAI.

(Összefoglalás.)

A svábhegyi csillagda 16 cm-es asztrográfján az 1935—1941. években RR Lyrae-ről 6512 felvétel készült. A felvételek célja a csillagnál mutatkozó fénygörbeváltozások tanulmányozása volt, minthogy ezt a kérdést más oldalról rendelkezésre álló megfigyelési anyag alapján még eddig nem sikerült tisztázni. Viszont eddig úgy látszott, hogy a szekundér periódusok kérdését *de Sitter* 1932. évi vizsgálata elintézte. De felvételeink feldolgozása után kiderült, hogy a *de Sitter* által talált és azóta általánosan elfogadott és felhasznált 38.21 napos szekundér periódus ellentmond megfigyeléseinknek, amennyiben az 1935—41. években a szekundér periódus értéke 41.0 nap volt.

Ezek után, saját megfigyeléseinkből megállapított törvényszerűségek felhasználásával újravizsgáltam a régebbi észleléseket, főleg *Wendell*, *Hertzprung*, *van Gent* és *de Sitter* észleléseit. Eredményeim szerint *de Sitter* téves eredményét a megfigyelési anyag önkényes szelekciója okozta. A valóságban a szekundér periódus nem állandó, hanem, amióta a csillagot megfigyelték, állandóan nőtt, 1899. évi 40^d.5 értékéről a jelenlegi 41^d.0 értékére.

Már régebbiről ismeretes, hogy a 0^d.567 főperiódus is lassan változik, de nem lehetett eldönteni, hogy a változás monoton növekedés vagy periódusos. Eredményünk szerint az utolsó évtizedben a periódus csökkent és a változás minden valószínűség szerint periódusos, kb. 56 év periódussal.

Mint a következő közleményben kimutatjuk, a 41 napos szekundér periódus a 0^d.567 fő és egy 0^d.559 mellékperiódus interferenciájából származó „lebegés” periódusaként fogható fel. A főperiódus és a 41 napos periódus lassú változásaiból kiszámítottuk a 0^d.559 mellékperiódus változásait (l. 24. ábrát).

RR Lyrae fényváltozásában tehát két közel egyenlő rövid periódus van és ezek mindegyike igen hosszú periódusú változást mutat. A hosszú periódusok értékeinek pontos megállapítása csak néhány évtized múlva lesz lehetséges.

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE PERIODEN- UND LICHT- KURVENÄNDERUNGEN VON KURZPERIODISCHEN δ CEPHEI-STERNE. III. DIE PERIODEN VON RR LYRAE.

Auf Grund von 6512 Aufnahmen wird gezeigt, daß die Periode der Lichtkurvenänderungen von RR Lyrae in den letzten Jahren $41^d.0$ betrug. Um den Unterschied gegenüber der von de Sitter abgeleiteten und seitdem allgemein angenommenen Periode von $38^d.2$ aufzuklären, wurde das gesamte vom Stern vorliegende Beobachtungsmaterial aufs neue bearbeitet. Danach ist die Periode der Lichtkurvenänderungen stetig veränderlich. In 1899, zur Zeit der ersten Beobachtungen betrug sie $40^d.5$, seitdem ist sie langsam auf ihren heutigen Wert von $41^d.0$ angewachsen. Die de Sittersche Periode wurde durch eine unrichtige Selektion des Beobachtungsmaterials vorgetäuscht.

Wie in der nächsten Mitteilung gezeigt wird, entsteht die 41 tägige Periode durch die Interferenz zweier Schwankungen mit den Perioden $P = 0^d.567$ und $P_1 = 0^d.559$. Beide Perioden zeigen langsame und stetige Veränderungen. Diese Veränderungen sind wahrscheinlich langperiodisch, mit Perioden von mehreren Jahrzehnten. Da im Laufe der Periodenänderungen auch das Verhältnis P_1/P sich ändert, so ist die Veränderlichkeit der 41 täglichen Periode eine Folge der Veränderlichkeit des kurzen Periodenpaares. Die exakte Bestimmung der langen Perioden wird erst nach einigen Jahrzehnten möglich sein.

Der Veränderliche RR Lyrae, der am längsten bekannte und hellste Vertreter der kurzperiodischen δ Cephei-Sterne, ist in neuerer Zeit mehrfach Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen. Das Hauptziel dieser Untersuchungen war die Änderungen der Lichtwechselperiode, hauptsächlich ihre kurzperiodische Schwankung, die mit der Veränderlichkeit der Lichtkurve allem Anscheine nach in Zusammenhang steht, genau festzulegen.

Für die Periode der kurzperiodischen Schwankung erhielt *Prager* [24]¹ nach ausführlicher Untersuchung aller bis 1925 erhaltenen Epochen $40^d.65$, d. h. das 71.71 -fache der Hauptperiode $0^d.567$. Er wies aber

¹ Die in Klammern stehenden Zahlen sind Hinweise auf das Literaturverzeichnis am Schluß dieser Arbeit.

darauf hin, daß eine ganz befriedigende Darstellung aller Epochen nicht zu erzielen ist. Nach seiner Meinung verläuft die kurzperiodische Schwankung nicht ganz regelmäßig, indem sie zeitweise aussetzt oder ihre Phase ändert. Dagegen fand *de Sitter* [30] auf Grund einer ausgedehnten photographischen Beobachtungsreihe in Leiden in Verbindung mit den Beobachtungen von *Hertzprung*, *Prager* und *Zacharov* eine konstante Periode von $38^{\text{d}}.21 = 67^{\text{h}}.412$. Dieser Periodenwert wurde später allgemein angenommen und neuerdings auch in einer Diskussion von *Sterne* [43] als gültig angesehen, obgleich er in einer früheren Mitteilung [33] darauf hinwies, daß die von *de Sitter* abgeleitete Periode durch eine Selektion der Beobachtungsdaten bedingt ist, während in der Wirklichkeit keine konstante und exakte Periode für die kurze Schwankung ermittelt werden kann.

Demgemäß war das Hauptziel unserer Beobachtungen die Erforschung der Lichtkurvenänderungen des Sternes, worüber in der bisherigen Literatur nur einige Hinweise zu finden sind. Es hat sich aber bald herausgestellt, daß die von uns beobachteten Epochen durch die von *de Sitter* abgeleitete Periode nicht dargestellt werden können. Vielmehr ergab sich für die kurzperiodische Schwankung eine längere Periode von etwa $41^{\text{d}}.0$. Darauf haben wir uns entschlossen, eine Neudiskussion aller verfügbaren Beobachtungen durchzuführen. Die Resultate dieser Diskussion sind in dieser Arbeit niedergelegt, während die Eigenschaften der Lichtkurvenänderungen in der nächsten Mitteilung behandelt werden sollen.

Zur Diskussion der kurzperiodischen Schwankung und der langsamen Periodenänderung — beide können übrigens nur gemeinsam untersucht werden — standen uns die in Tab. I. und Tab. II. angeführten Zeitpunkte von Maxima bzw. Mittelgrößen des aufsteigenden Astes zur Verfügung. Wo nur möglich war, wurden die Maxima herangezogen. Es ist nämlich kaum zu erreichen, daß die Mittelgrößen aus verschiedenen Beobachtungsreihen genau derselben Stelle der Lichtkurve entsprechen. Nun weist aber die kurzperiodische Schwankung, wie in der nächsten Mitteilung gezeigt wird, an verschiedenen Stellen des aufsteigenden Astes nicht nur verschiedene Amplituden, sondern auch verschiedene Phasen auf. Dagegen ist das Maximum eine wohldefinierte Stelle der Lichtkurve, dessen Höhe wohl durch Helligkeitsskalenfehler verfälscht werden kann, nicht aber sein Zeitpunkt. Weiter ist die Gleichzeitigkeit des photographischen und visuellen Maximums durch korrespondierende Beobachtungen von *Prager* [24] und *Haas* [23] sichergestellt.

Immerhin mußten wir sehr oft zu den Mittelgrößen greifen, da mehrere Beobachter nur die aufsteigenden Äste, nicht aber die Maxima selbst durchbeobachtet haben. Wir haben daher bei unserer Diskussion folgenden Weg eingeschlagen.

Nach der Formel

$$t^{\max} = J. D. 2414856.450 + 0.56683735. E \quad (1)$$

wurden für die einzelnen Maxima die $B-R$ bestimmt. Für die Mittelgrößen wurde die Formel von *Prager*

$$t^{\text{Mgt.}} = J. D. 2414856.408 + 0.56683735. E \quad (2)$$

benutzt. Aus den von uns beobachteten Maxima und Mittelgrößen zwischen den Epochen 25074 und 25776 wurde der Näherungswert 72^P für die Periode der kurzen Schwankung hergeleitet. Mit dieser Periode konnte in erster, aber infolge der großen Anzahl von Beobachtungen schon recht guter Näherung die Gestalt der $(B-R)$ -Kurve für die Maxima und für die Mittelgrößen getrennt bestimmt werden. So konnten auch die Beziehungen der beiden $(B-R)$ -Kurven zueinander abgeleitet werden. *Bei der Diskussion anderweitiger Beobachtungen haben wir angenommen, daß die aus unseren Beobachtungen hergeleiteten Eigenschaften der kurzperiodischen Schwankung auch für sie gültig sind.* Auf diese Weise konnten wir manchmal auch aus einem kleinen Beobachtungsmaterial brauchbare Daten für die Periodenänderungen ableiten.

Die Ermittlung der Zeitpunkte der Maxima und Mittelgrößen erfolgte auf graphischem Wege. Bei allen Beobachtungen, die uns zur Verfügung standen, wurden die Epochen aufs neue bestimmt. In Tab. I. und II. sind alle diejenigen Epochen angeführt, bei denen das Maximum bzw. die Mittelgröße von den Beobachtungen eingeschlossen sind, ferner auch solche, bei denen die Beobachtungen kurz vor der Mittelgröße abbrachen oder kurz nachher einsetzen, wenn im übrigen genügend Punkte der Lichtkurve vorhanden waren, um eine Extrapolation bis zur Mittelgröße zu gestatten. Solche extrapolierten Werte sind in der Tabelle II. mit dem Unsicherheitszeichen (:) versehen. Nicht vollständig durchbeobachtete Maxima erhielten in Tab. I. ebenfalls dieses Zeichen. Vereinzelte, oder unsichere Beobachtungen wurden nicht berücksichtigt, so z. B. die Beobachtungen von *Hartwig* [3], *Lau* [4], *Zeipel* [6], *Fontana* [7], *Martin* u. *Plummer* [9], *Luyten* [16], *Tass* [26], *Collmann* [29], *Kox* [34], *Krebs* [36], *Nijland* [37], *Parenogo* [44], *Hacar* [45], *Kanamori* [46].

Wo die Originalbeobachtungen uns nicht zur Verfügung standen, vor allem bei den Beobachtungen von *Zacharov*, wurden die Zeitpunkte der Mittelgrößen den Zusammenstellungen von *Prager* [24, Tabelle VII] und *Kukarkin* [31, S. 270—2] entnommen. Die Maxima mußten in solchen Fällen unberücksichtigt bleiben, da diese bis jetzt von keinem Bearbeiter zusammengestellt wurden.

TABELLE I.

Beobachtete Maxima von RR Lyrae.

E	Beobachter	B 241....	R	B-R	m^{\max}	$(B-R)_k$	ψ' (0.01)	ψ (0.01)	Bemerkung
115	Wendell	4921.675	.636	+.039	6.80	+.006	51	34	v
122	"	4925.635	.604	+.031	6.81	-.002	61	43	v
145	"	4938.641	.641	.000	6.84	-.032	93	74	v
226	"	4984.560	.555	+.005	6.97	-.026	06	88	v
579	"	5184.646	.649	-.003	6.95	-.028	96	82	v
7168	Hertzsprung	8919.458	.540	-.082	7.10	-.029	50	84	p
7212	"	8944.427	.481	-.054	6.96	-.001	11	46	p
7840	"	9300.420	.455	-.035	7.21	+.017	84	22	p
8432	Kiess; Townley	9635.970	.023	-.053	7.12	—	14	—	v
8474	"	9659.775	.830	-.055	7.08	—	73	—	v
8532	"	9692.656	.707	-.051	7.02	—	53	—	v
8541	"	9697.757	.808	-.051	6.95	—	66	—	v
8548	"	9701.716	.778	-.062	7.10	—	76	—	v
242....									
9089	Hertzsprung	0008.372	.435	-.063	6.88	-.019	19	63	p
9096	"	0012.332	.403	-.071	7.00	-.027	29	72	p
9112	"	0021.410	.472	-.062	7.21	-.028	51	95	p
9142	"	0038.441	.477	-.036	7.02	+.008	93	37	p
9149	"	0042.408	.445	-.037	7.01	+.007	02	46	p
9190	Kiess	0065.620	.685	-.065	7.10	—	59	—	v
9211	Shapley	0077.552	.589	-.037	6.89	+.007	88	32	v
9220	Kiess	0082.647	.690	-.043	6.91	—	01	—	v
9506	"	0244.755	.806	-.051	7.22	—	98	—	p
9550	"	0269.699	.747	-.048	7.28	—	59	—	p
9573	"	0282.739	.784	-.045	7.22	—	91	—	p
9587	"	0290.668	.720	-.052	6.95	—	11	—	v
9610	"	0303.687	.757	-.070	7.00	—	43	—	v
9774	"	0396.672	.718	-.046	6.88	—	71	—	v
9783	"	0401.756	.820	-.064	7.18	—	83	—	p
9825	"	0425.573	.627	-.054	7.23	—	41	—	p
12069	Leiner	1697.594	.610	-.016	7.12	—	59	—	v
12090	"	1709.530	.514	+.016	7.17	—	88	—	v
12097	"	1713.482	.481	+.001	7.09	—	98	—	v
12104	"	1717.457	.449	+.008	7.06	—	08	—	v

DIE PERIODEN VON RR LYRAE

7

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 242....	<i>R</i>	<i>B—R</i>	<i>m</i> ^{max}	<i>(B—R)_k</i>	<i>ψ'</i> (0.01)	<i>ψ''</i> (0.01)	Bemerkung
12208	Leiner	1776.374	.400	— .026	7.10	—	52	+	<i>v</i>
12653	"	2028.643	.643	.000	7.18	—	70	—	<i>v</i>
12755	"	2086.446	.460	— .014	6.98	—	12	—	<i>v</i>
12778	"	2099.474	.498	— .024	7.10	—	44	—	<i>v</i>
12799	"	2111.412	.401	+ .011	7.02	—	73	—	<i>v</i>
12979	"	2213.411	.432	— .021	7.01	—	23	—	<i>v</i>
13997	Schütte	2790.490	.472	+ .018	7.01	—	38	—	<i>p</i>
14893	Haas	3298.410	.359	+ .051	—	—	82	—	<i>v</i>
15020	"	3370.355	.347	+ .008	—	—	59	—	<i>v</i>
16675	Schilt	4308.510	.463	+ .047	7.25	— .012	58	98	<i>p</i>
16682	"	4312.510	.431	+ .079	7.19	+ .020	68	08	<i>p</i>
16742	"	4346.483	.441	+ .042	7.12	— .018	51	92	<i>p</i>
16853	Haas	4409.412	.360	+ .052	—	—	05	—	<i>v</i>
16890	<i>v. Gent</i>	4430.382	.332	+ .050	7.32	— .013	57	97	<i>p</i>
16913	Prager	4443.441	.370	+ .071	7.06	—	89	—	<i>p</i>
16918	Leiner	4446.289	.204	+ .085	7.20	—	96	—	<i>p</i>
16964	<i>de Sitter</i>	4472.345	.279	+ .066	7.19	+ .002	60	00	<i>p</i>
17015	Haas	4501.241	.188	+ .053	—	—	30	—	<i>v</i>
17015	Prager	.250		+ .062	7.18	—	30	—	<i>p</i>
18155	Hellerich	5147.472	.382	+ .090	6.91	—	—	—	<i>v</i>
18164	"	5152.553	.484	+ .069	6.87	—	—	—	<i>v</i>
18476	Kukarkin	5329.382	.337	+ .045	7.20	—	60	—	<i>v</i>
18624	"	5413.300	.229	+ .071	7.24	—	66	—	<i>v</i>
18825	"	5527.217	.163	+ .054	7.20	—	45	—	<i>v</i>
18832	"	5531.183	.131	+ .052	7.10	—	55	—	<i>v</i>
19201	"	5740.339	.294	+ .045	7.28	—	67	—	<i>v</i>
19263	Florja	5775.522	.438	+ .084	7.33	—	54	—	<i>v</i>
19328	"	5812.352	.282	+ .070	7.36	—	44	—	<i>v</i>
19418	<i>de Sitter</i>	5863.356	.298	+ .058	7.08	— .040	69	03	<i>v</i>
19448	"	5880.399	.303	+ .096	7.07	— .003	11	45	<i>v</i>

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 241 . . .	<i>R</i>	<i>B+R</i>	<i>m</i> ^{max}	(<i>B-R</i>) _k	<i>ψ</i> ' (0.01)	<i>ψ</i> (0.01)	Bemerkung
20039	<i>Florja</i>	6215.380	.304	+.076	7.10	—	32	—	<i>v</i>
20046	"	6219.341	.272	+.069	7.15	—	41	—	<i>v</i>
20048	"	6220.477	.405	+.072	7.14	—	44	—	<i>v</i>
20060	"	6227.291	.207	+.084	7.15	—	61	—	<i>v</i>
20083	"	6240.348	.245	+.103	7.23	—	93	—	<i>v</i>
20097	"	6248.264	.180	+.084	7.20	—	12	—	<i>v</i>
20127	"	6265.261	.185	+.076	7.19	—	54	—	<i>v</i>
20231	"	6324.240	.136	+.104	7.22	—	98	—	<i>v</i>
20233	"	6325.370	.270	+.100	7.25	—	01	—	<i>v</i>
20607	<i>Kukarkin</i>	6537.403	.267	+.136	7.24	—	21	—	<i>v</i>
20614	"	6541.348	.235	+.113	7.15	—	30	—	<i>v</i>
20623	<i>Florja</i>	6546.422	.337	+.085	7.29	—	43	—	<i>v</i>
20653	"	6563.436	.342	+.094	7.21	—	85	—	<i>v</i>
20667	"	6571.382	.278	+.104	7.23	—	04	—	<i>v</i>
20685	<i>de Sitter</i>	6581.590	.481	+.109	7.00	-.003	29	60	<i>p</i>
20706	"	6593.471	.384	+.087	7.15	-.025	58	88	<i>p</i>
20762	<i>Kukarkin</i>	6625.234	.127	+.107	7.09	—	36	—	<i>v</i>
20764	"	6626.375	.261	+.114	7.08	—	39	—	<i>v</i>
20764	<i>de Sitter</i>	.372		+.111	7.03	-.003	39	68	<i>p</i>
20771	<i>Kukarkin</i>	6630.330	.229	+.101	7.15	—	49	—	<i>v</i>
20778	"	6634.290	.196	+.094	7.11	—	58	—	<i>v</i>
20813	"	6654.162	.036	+.126	7.14	—	07	—	<i>v</i>
21182	"	6863.332	.199	+.133	7.16	—	96	—	<i>v</i>
21228	"	6889.366	.273	+.093	7.28	—	35	—	<i>v</i>
21967	<i>Florja</i>	7308.302	.166	+.136	7.23	—	10	—	<i>v</i>
21974	"	7312.270	.134	+.136	7.20	—	20	—	<i>v</i>
23164	<i>Evans</i>	7986.795	.670	+.125	—	—	73	—	<i>pe</i>
23229	"	8023.647	.515	+.132	—	—	63	—	<i>pe</i>
23306	<i>Balázs, Detre</i>	8067.282	.161	+.121	7.23	-.014	70	94	<i>p</i>
23308	" "	8068.412	.295	+.117	7.27	-.019	73	97	<i>p</i>
23719	<i>Rybka, Morgent.</i>	8301.397	.265	+.132	7.02	-.007	44	60	<i>p</i>
23728	" "	8306.483	.367	+.115	7.20	-.024	57	73	<i>p</i>
23749	" "	8318.400	.270	+.130	7.19	-.009	87	01	<i>p</i>
23945	" "	8429.486	.370	+.116	7.04	-.023	58	73	<i>p</i>

DIE PERIODEN VON RRLYRAE

9

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 242....	<i>R</i>	<i>B-R</i>	<i>m</i> ^{max}	<i>(B-R)</i> _k	<i>ψ</i> (0.01)	<i>ψ</i> (0.01)	Bemerkung
25074	Balázs, Detre	9069.474	.330	+.144	6.94	+.008	26	36	<i>p</i>
25088	"	9077.385	.265	+.120	6.98	-.016	46	55	<i>p</i>
25104	"	9086.443	.335	+.108	7.06	-.028	68	77	<i>p</i>
25118	"	9094.395	.271	+.124	7.26	-.012	87	97	<i>p</i>
25120	"	9095.535	.404	+.131	7.28	-.005	90	99	<i>p</i>
25141	"	9107.461	.308	+.153	7.08	+.017	19	28	<i>p</i>
25157	"	9116.494	.377	+.117	6.96	-.018	42	50	<i>p</i>
25201	"	9141.480	.318	+.162	7.26	+.027	03	11	<i>p</i>
25217	"	9150.535	.387	+.148	7.01	+.013	25	33	<i>p</i>
25236	"	9161.270	.157	+.113	7.05	-.022	51	60	<i>p</i>
25238	"	9162.396	.291	+.105	7.05	-.030	54	61	<i>p</i>
25377	"	9241.—	—	—	6.94	—	47	54	<i>p</i>
25695	"	9421.450	.336	+.114	7.19	-.021	89	94	<i>p</i>
25748	"	9451.490	.378	+.112	7.05	-.023	63	67	<i>p</i>
25776	"	9467.404	.250	+.154	7.23	+.019	02	05	<i>p</i>
		243....							
27166	"	0255.300	.153	+.147	7.07	+.016	43	25	<i>p</i>
27175	"	0260.396	.255	+.141	6.98	+.010	56	38	<i>p</i>

v: visuelle, *p*: photographische, *pe*: photoelektrische Beobachtungen.

Tabelle II. Mittelgrößen von RR Lyrae.

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 241....	<i>R</i>	<i>B-R</i>	<i>ψ</i> (0.01)	Bem.
115	Wendell	4921.623	.594	+.029	.51	<i>v</i>
122	"	4925.597	.562	+.035	.61	<i>v</i>
145	"	4938.608	.599	+.009	.93	<i>v</i>
161	"	4947.582	.569	+.013	.15	<i>v</i>
196	"	4967.537	.508	+.029	.64	<i>v</i>
198	"	4968.665	.642	+.023	.67	<i>v</i>
219	"	4980.552	.545	+.007	.96	<i>v</i>
226	"	4984.518	.513	+.005	.06	<i>v</i>
242	"	4993.602	.583	+.019	.28	<i>v</i>
286	"	5018.532	.523	+.009	.89	<i>v</i>
519	"	5150.615	.597	+.018	.13	1 <i>v</i>
556	"	5171.589	.570	+.019	.64	2 <i>v</i>
563	"	5175.554	.537	+.014	.74	1,3 <i>v</i>
579	"	5184.613	.607	+.006	.96	<i>v</i>
766	"	5290.621	.605	+.016	.56	<i>v</i>
810	"	5315.558	.546	+.012	.17	<i>v</i>
937	"	5387.537	.535	+.002	.93	<i>v</i>

10

L. DETRE

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 241...	<i>R</i>	<i>B—R</i>	ψ' (0.01)	Bem.
1424	<i>Wendell</i>	5663.587	.584	+.003	.70	<i>v</i>
1565	"	5743.513	.508	+.005	.66	<i>v</i>
2756	"	6418.602:	.612	— .010	21	<i>v</i>
2800	"	6443.523	.553	— .030	82	4 <i>v</i>
2823	"	6456.566	.590	— .024	14	<i>v</i>
2860	"	6477.542	.563	— .021	65	<i>v</i>
3767	"	6991.640	.684	— .044	25	<i>v</i>
3783	"	7000.707	.754	— .047	47	<i>v</i>
5272	"	7844.703	.775	— .072	16	<i>v</i>
7212	<i>Hertzsprung</i>	8944.382	.439	— .057	11	<i>p</i>
7798	"	9276.540	.606	— .066	25	<i>p</i>
7840	"	9300.363:	.413	— .050:	84	<i>p</i>
7886	"	9326.421:	.487	— .066:	48	<i>p</i>
8432	<i>Townley</i>	9635.942	.981	— .039	14	<i>v</i>
8474	"	9659.735	.788	— .053	73	<i>v</i>
8532	<i>Kiess</i>	9692.592:	.665	— .073:	53	<i>v</i>
8534	"	9693.740	.798	— .058	56	<i>v</i>
8541	"	9697.691	.766	— .075	66	<i>v</i>
8548	"	9701.662	.734	— .072	76	<i>v</i>
242....						
9089	<i>Hertzsprung</i>	0008.337:	.393	— .056:	19	<i>p</i>
9105	"	0017.398	.462	— .064	41	<i>p</i>
9112	"	0021.368	.430	— .062	51	<i>p</i>
9142	"	0038.397	.435	— .038	93	<i>p</i>
9149	"	0042.360	.403	— .043	02	<i>p</i>
9190	<i>Kiess</i>	0065.586	.643	— .057	59	<i>v</i>
9220	"	0082.612	.648	— .036	01	<i>v</i>
9506	"	0244.726:	.764	— .038:	98	<i>p</i>
9550	"	0269.663	.705	— .042	59	<i>p</i>
9587	"	0290.625	.678	— .053	11	<i>v</i>
9610	"	0303.649	.715	— .066	43	<i>v</i>
9612	"	0304.790	.849	— .059	46	<i>p</i>
9774	"	0396.615	.676	— .061	71	<i>v</i>
9783	"	0401.719	.778	— .059	83	<i>p</i>
9825	"	0425.529:	.585	— .056:	41	<i>p</i>
10271	<i>Fessenkoff</i>	0678.328	.394	— .066	61	<i>v</i>
10338	"	0716.311	.371	— .060	54	<i>v</i>

DIE PERIODEN VON RR LYRAE

II

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 242....	<i>R</i>	<i>B=R</i>	ψ' (0.01)	Bem.
10426	<i>Fessenkoff</i>	0766.214	.254	— .030	76	<i>v</i>
10428	"	0767.348	.388	— .040	79	<i>v</i>
10442	"	0775.295	.324	— .029	99	<i>v</i>
10465	"	0788.316	.361	— .045	31	<i>v</i>
12069	<i>Leiner</i>	1697.567:	.568	— .001:	59	<i>v</i>
12090	"	1709.452	.472	— .020	88	<i>v</i>
12097	"	1713.428	.439	— .011	98	<i>v</i>
12104	"	1717.408	.407	+ .001	08	<i>v</i>
12201	"	1772.369	.391	— .021	42	<i>v</i>
12208	"	1776.335:	.358	— .023	52	<i>v</i>
12261	"	1806.398	.401	— .003	26	<i>v</i>
12653	"	2028.604	.601	+ .003	70	<i>v</i>
12755	"	2086.425	.418	+ .007	12	<i>v</i>
12771	"	2095.472	.488	— .016	34	<i>v</i>
12778	"	2099.455	.456	— .001	44	<i>v</i>
12799	"	2111.370	.359	+ .011	73	<i>v</i>
12822	"	2124.404	.398	+ .006	05	<i>v</i>
12979	"	2213.384	.390	— .006	23	<i>v</i>
14198	<i>Zacharov</i>	2904.401	.365	+ .036	17	<i>v</i>
14249	"	2933.284	.274	+ .010	88	<i>v</i>
14254	"	2936.150	.108	+ .042	95	<i>v</i>
14293	"	2958.220	.215	+ .005	49	<i>v</i>
14358	"	2995.082	.059	+ .023	39	<i>v</i>
14724	<i>Schilt</i>	3202.532	.521	+ .011	48	<i>p</i>
14893	<i>Haas</i>	3298.361:	.317	+ .044:	82	<i>v</i>
14911	"	3308.557	.520	+ .037	07	<i>v</i>
14990	"	3353.330	.300	+ .030	17	<i>v</i>
15020	"	3370.307	.305	+ .002	59	<i>v</i>
16592	<i>Hellerich</i>	4261.421	.373	+ .048	43	<i>v</i>
16629	"	4282.415	.346	+ .069	94	<i>v</i>
16638	"	4287.498	.448	+ .050	07	<i>v</i>
16645	"	4291.468	.416	+ .052	16	<i>v</i>
16650	<i>Zacharov</i>	4294.294:	.250	+ .044:	23	<i>v</i>
16657	"	4298.274	.218	+ .056	33	<i>v</i>
16664	"	4302.241:	.186	+ .055:	43	<i>v</i>
16673	"	4307.348	.287	+ .061	55	<i>v</i>
16680	"	4311.318	.255	+ .063	65	<i>v</i>
16687	"	4315.278	.223	+ .055	74	<i>v</i>
16689	<i>Hellerich</i>	4316.440	.357	+ .083	77	<i>v</i>

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 242....	<i>R</i>	<i>B—R</i>	ψ' (0.01)	Bem.
16694	Zacharov	4319.261	.191	+.070	84	<i>v</i>
16701	"	4323.221	.159	+.062	94	<i>v</i>
16708	"	4327.188	.126	+.062	04	<i>v</i>
16717	"	4332.279	.228	+.051	16	<i>v</i>
16772	van Gent	4363.470	.404	+.066	93	<i>p</i>
16775	Zacharov	4365.168	.105	+.063	97	<i>v</i>
16777	"	4366.238	.238	+.054	00	<i>v</i>
16784	"	4370.262	.206	+.056	09	<i>v</i>
16791	"	4374.228	.174	+.054	19	<i>v</i>
16798	"	4378.192	.142	+.050	29	<i>v</i>
16805	"	4382.162	.110	+.052	38	<i>v</i>
16807	"	4383.300	.243	+.057	41	<i>v</i>
16811	van Gent	4385.562	.511	+.051	47	<i>p</i>
16814	Zacharov	4387.262	.211	+.051	51	<i>v</i>
16821	"	4391.236	.179	+.057	61	<i>v</i>
16832	Prager	4397.476	.414	+.062	76	<i>p</i>
16848	"	4406.546	.484	+.062	98	<i>p</i>
16848	van Gent	.550	.484	+.066	98	<i>p</i>
16853	"	4409.379	.318	+.061	05	<i>p</i>
16853	Haas	.377	.318	+.059	05	<i>v</i>
16855	Prager	4410.509	.451	+.058	08	<i>p</i>
16855	Haas	.513	.451	+.062	08	
16876	van Gent	4422.410	.355	+.055	37	<i>p</i>
16886	Zacharov	4428.092	.023	+.069	51	<i>v</i>
16888	"	4429.216	.157	+.059	54	<i>v</i>
16890	van Gent	4430.353	.290	+.063	57	<i>v</i>
16897	"	4434.324	.259	+.065	66	<i>p</i>
16902	Zacharov	4437.158	.093	+.065	73	<i>v</i>
16904	Leiner	4438.292	.227	+.065	76	<i>v</i>
16909	Zacharov	4441.120	.061	+.059	83	<i>v</i>
16913	Prager	4443.392	.328	+.064	89	<i>p</i>
16913	Haas	.387	.328	+.059	89	<i>v</i>

DIE PERIODEN VON RRLYRAE

13

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 242....	<i>R</i>	<i>B—R</i>	ψ' (0.01)	Bem.
16916	Zacharov	4445.088	.029	+.059	93	<i>v</i>
16918	Leiner	4446.246	.162	+.060	95	<i>v</i>
16934	Prager	4455.283	.232	+.051	18	<i>p</i>
16964	van Gent	4472.292	.237	+.055	00	<i>p</i>
17015	Prager	4501.202	.146	+.056	30	<i>p</i>
17015	Haas	.203	.146	+.057	30	<i>v</i>
17419	Zacharov	4730.208	.148	+.060	91	<i>v</i>
17421	"	4731.339	.281	+.058	94	<i>v</i>
17428	"	4735.315	.249	+.066	04	<i>v</i>
17435	"	4739.291	.217	+.074	14	<i>v</i>
17442	"	4743.251	.185	+.066	23	<i>v</i>
17449	"	4747.222	.153	+.069	33	<i>v</i>
17451	"	4748.354	.287	+.067	36	<i>v</i>
17458	"	4752.313	.254	+.059	46	<i>v</i>
17465	"	4756.283	.222	+.061	55	<i>v</i>
17472	"	4760.247	.190	+.057	65	<i>v</i>
17479	"	4764.218	.158	+.060	75	<i>v</i>
17486	"	4768.187	.126	+.061	84	<i>v</i>
17488	"	4769.328	.260	+.068	87	<i>v</i>
17495	"	4773.296	.227	+.069	97	<i>v</i>
17502	"	4777.271	.195	+.076	07	<i>v</i>
17509	"	4781.240	.163	+.077	16	<i>v</i>
17511	"	4782.369	.297	+.072	19	<i>v</i>
17516	"	4785.206	.131	+.075	26	<i>v</i>
17518	"	4786.337	.265	+.072	29	<i>v</i>
17525	"	4790.296	.233	+.063	39	<i>v</i>
17530	"	4793.127	.067	+.060	46	<i>v</i>
17546	"	4802.193	.136	+.057	68	<i>v</i>
17548	"	4803.324	.270	+.054	71	<i>v</i>
17553	"	4806.162	.104	+.058	78	<i>v</i>
17555	"	4807.294	.238	+.056	80	<i>v</i>
17560	"	4810.132	.072	+.060	87	<i>v</i>
17562	"	4811.257	.206	+.051	90	<i>v</i>
17567	"	4814.101	.040	+.061	97	<i>v</i>
17569	"	4815.237	.173	+.064	00	<i>v</i>
17576	"	4819.210	.141	+.069	10	<i>v</i>
18476	Kukarkin	5329.357	.295	+.062	60	<i>v</i>
18624	"	5413.248	.187	+.061	66	<i>v</i>
18783	"	5503.404	.314	+.090	87	<i>v</i>
18825	"	5527.187	.121	+.066	45	<i>v</i>
19201	"	5740.321	.252	+.069	67	<i>v</i>

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 242....	<i>R</i>	<i>B—R</i>	ψ' (0.0)	Bem
19263	<i>Florja</i>	5775.470	.396	+.074	54	<i>v</i>
19328	"	5812.332	.240	+.092	44	<i>v</i>
19418	<i>de Sitter</i>	5863.322:	.256	+.066:	69	<i>p</i>
19448	"	5880.359	.261	+.098	11	<i>p</i>
19450	"	5881.496:	.395	+.101:	13	<i>p</i>
20039	<i>Florja</i>	6215.343	.262	+.081	32	<i>v</i>
20046	"	6219.311	.230	+.081	41	<i>v</i>
20048	"	6220.443	.363	+.080	44	<i>v</i>
20083	"	6240.296	.203	+.093	93	<i>v</i>
20127	"	6265.228	.143	+.085	54	<i>v</i>
20198	"	6305.481	.389	+.092	53	<i>v</i>
20231	"	6324.201	.094	+.107	98	<i>v</i>
20233	"	6325.330	.228	+.102	01	<i>v</i>
20512	<i>de Sitter</i>	6483.474	.376	+.098	89	<i>p</i>
20602	"	6534.506	.391	+.115	14	<i>p</i>
20607	<i>Kukarkin</i>	6537.337	.225	+.112	21	<i>v</i>
20614	"	6541.308	.193	+.115	30	<i>v</i>
20623	<i>Florja</i>	6546.393	.295	+.098	65	<i>v</i>
20667	"	6571.351	.236	+.115	04	<i>v</i>
20685	<i>de Sitter</i>	6581.551	.439	+.112	29	<i>p</i>
20706	"	6593.442	.342	+.100	58	<i>p</i>
20726	<i>Kukarkin</i>	6625.192	.085	+.107	86	<i>v</i>
20764	"	6626.329	.219	+.110	39	<i>v</i>
20764	<i>de Sitter</i>	.330	.219	+.111	39	<i>p</i>
20766	"	6627.462	.352	+.110	42	<i>p</i>
20771	<i>Kukarkin</i>	6630.283	.187	+.096	49	<i>v</i>
20778	"	6634.255	.154	+.101	58	<i>v</i>
20806	"	6650.133	.026	+.107	97	<i>v</i>
20813	"	6654.105	.994	+.111	07	<i>v</i>
21182	"	6863.302	.157	+.145	96	<i>v</i>
21228	"	6889.336	.229	+.107	35	<i>v</i>
21967	<i>Florja</i>	7308.259	.124	+.135	10	<i>v</i>
21974	"	7312.229	.092	+.137	20	<i>v</i>
23306	<i>Balázs, Detre</i>	8067.243:	.119	+.124:	70	<i>p</i>
23308	"	8068.372	.253	+.119	73	<i>p</i>

<i>E</i>	Beobachter	<i>B</i> 242....	<i>R</i>	<i>B—R</i>	ψ' (0.01)	Bem.
23322	«	8076.319	.189	+.130	93	<i>p</i>
23324	«	8077.460	.322	+.138	95	<i>p</i>
23426	«	8135.266	.140	+.126	37	<i>p</i>
23712	<i>Rybka, Morgentaler</i>	8297.392	+.255	+.137	34	<i>p</i>
23719	«	8301.358	+.223	+.135	44	<i>p</i>
23721	«	8302.490	+.357	+.133	47	<i>p</i>
23728	«	8306.452:	+.325	+.127:	57	<i>p</i>
23749	«	8318.350:	+.228:	+.122:	86	<i>p</i>
23839	«	8369.379	+.244	+.135	11	<i>p</i>
23929	«	8420.392	+.259	+.133	36	<i>p</i>
23943	«	8428.322:	+.195:	+.127:	55	<i>p</i>
23945	«	8429.445	+.328	+.117	58	<i>p</i>
23989	«	8454.413	+.269	+.144	19	<i>p</i>
25074	<i>Balázs, Detre</i>	9069.420	.288	+.132	26	<i>p</i>
25097	«	9082.437	.325	+.112	58	<i>p</i>
25104	«	9086.399	.293	+.106	68	<i>p</i>
25141	«	9107.410	.264	+.146	19	<i>p</i>
25157	«	9116.461	.335	+.126	42	<i>p</i>
25201	«	9141.398	.276	+.122	03	<i>p</i>
25217	«	9150.486	.345	+.141	25	<i>p</i>
25238	«	9162.369	.249	+.120	54	<i>p</i>
25356	«	9229.271	.136	+.135	18	<i>p</i>
25695	«	9421.404	.294	+.110	89	<i>p</i>
25702	«	9425.387:	.262	+.125	99	<i>p</i>
25748	«	9451.453:	.336	+.117	63	<i>p</i>
25776	«	9467.338:	.208	+.130:	02	<i>p</i>
		243....				
27175	«	0260.350	.213	+.137	56	<i>p</i>

Bemerkung. 1. Stark extrapoliert. 2. Bei *de Sitter* [30, Tab. 9] $B-R = +.010$. 3. Bei *de Sitter* $B-R = +.027$. 4. Bei *de Sitter* u. *Kukarkin* $B-R = -.008$!

Die Budapester Beobachtungen. In den Jahren 1935—41 wurden am 16 cm Astrographen 6802 Aufnahmen von RR Lyrae erhalten, die sich auf die einzelnen Beobachter folgendermaßen verteilen: *Balázs* 1302, *Detre* 1694, *Horváth* 3806. Wir sprechen Herrn S. Horváth für seine selbstlose Hilfe und für die Überlassung seiner Aufnahmen zur Bearbeitung auch an dieser Stelle unseren besten Dank aus.

Sämtliche Aufnahmen sind 30 Sekunden auf Eastman 40 Platten exponiert. Sie wurden von *Balázs* am Rosenbergschen Elektromikrophotometer ausgemessen. Als Vergleichsterne dienten

BD + 42.3325	Sp.: A 0	Gr.: 6. ^m 69
+ 42.3340	A 2	7.82
+ 42.3331	G 0	8.25

Für die Größen der Vergleichsterne wurden einfach die Werte aus der Arbeit von *Prager* [24] übernommen.

310 Aufnahmen wurden aus verschiedenen Gründen verworfen. Weitere 452 Aufnahmen liegen auf dem absteigenden Ast der Lichtkurve, weit vom Maximum, sie sind in dem Verzeichnis der Beobachtungen (Tab. I. in der nächsten Mitteilung) ebenfalls nicht aufgenommen worden. So blieben 6060 Aufnahmen, die sämtlich den aufsteigenden Ast und die Umgebung des Maximums bedecken. Diese wurden, je zwei gemittelt, in der nächsten Mitteilung angeführt.

Aus unseren Beobachtungen konnten die Zeitpunkte von 18 Maxima und 20 Mittelgrößen bestimmt werden (s. Tab. I und II). Als Mittelgröße wurde 7.^m59 angenommen. Die große Anzahl der Beobachtungen zwischen $E = 25074$ und 25356 (11 Maxima und 10 Mittelgrößen) machte es möglich, die Gestalt der kurzperiodischen Schwankung in erster Näherung unabhängig von der langsamen Ungleichheit zu bestimmen, da innerhalb 300 Epochen die Korrektur wegen der letzteren wohl als Konstant angesehen werden kann. Schon diese Beobachtungen zeigten, daß die von *de Sitter* abgeleitete Periode der kurzperiodischen Schwankung zu kurz ist. Als erster Näherungswert ergab sich für diese Periode etwas weniger als das 72fache der Hauptperiode. Mit dieser Periode konnten wir die Gestalt der kurzperiodischen Schwankung des Zeitpunktes der Maxima und der Mittelgrößen näherungsweise bestimmen. Es zeigte sich, daß auch die Höhe der Maxima mit derselben Periode veränderlich ist.

In Abb. 1. ist die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße und des Maximums zwischen den Epochen 25074 und 25356 nach unseren Beobachtungen dargestellt. Die Abszisse ψ' bedeutet die Phase der kurzperiodischen Schwankung, nach der Formel

$$\psi' = \frac{E - E_{\psi'=0}}{71.98} - \left[\frac{E - E_{\psi'=0}}{71.98} \right] \quad (3)$$

berechnet, wo

$$E_{\psi'=0} = 78 \pm 71.98 \cdot e \quad (4)$$

(e bezeichnet die Anzahl der Perioden der kurzen Schwankung und ist so eine ganze Zahl) ist und im allgemeinen mit $[a]$ der ganze Teil von a bezeichnet wird. ψ' ist also die Phase der kurzperiodischen Schwankung, ausgedrückt in Einheiten dieser Periode, wofür wir 71.98 genommen haben.

Wie aus Abb. 1. zu ersehen ist, verläuft die Schwankung des Zeitpunktes der Maxima stark unsymmetrisch. Der aufsteigende Ast ist sehr steil und auf diese Weise können die Epochen, zu denen die $B-R$ ihren Mittelwert bei ihrer Zunahme erreichen, besonders scharf bestimmt werden. So ergibt sich aus Abb. 1. für die Epoche des Mittelwertes von $B-R$ $E = 25121$, mit $\overline{B-R} = +0.136$.

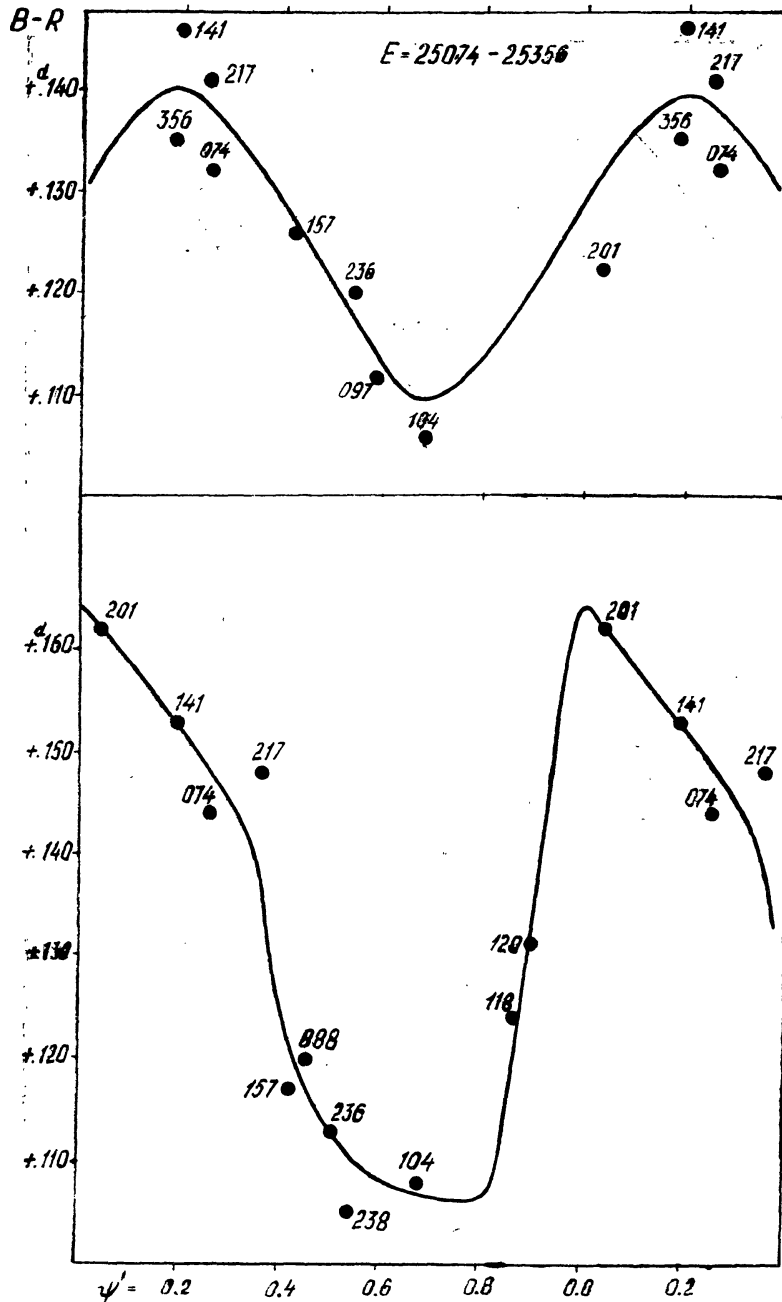


Abb. 1. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgrößen (oben) und der Maxima (unten) zwischen den Epochen $E = 25074-25356$ nach den Budapester Aufnahmen. Die Zahlen neben den Punkten bedeuten die Epochennummern nach (1) bzw. (2).

Zwischen den Epochen 25695 und 25776 haben wir nur drei Maxima beobachtet, davon liegen aber zwei auf dem aufsteigenden Aste der $(B-R)$ -Kurve (s. Abb. 2). So können wir trotz der geringen Zahl der Beobachtungen die Epoche des Mittelwertes von $B-R$ mit genügender Genauigkeit bestimmen. Es wird dafür $E = 25771$ mit $\overline{B-R} = +0.137$

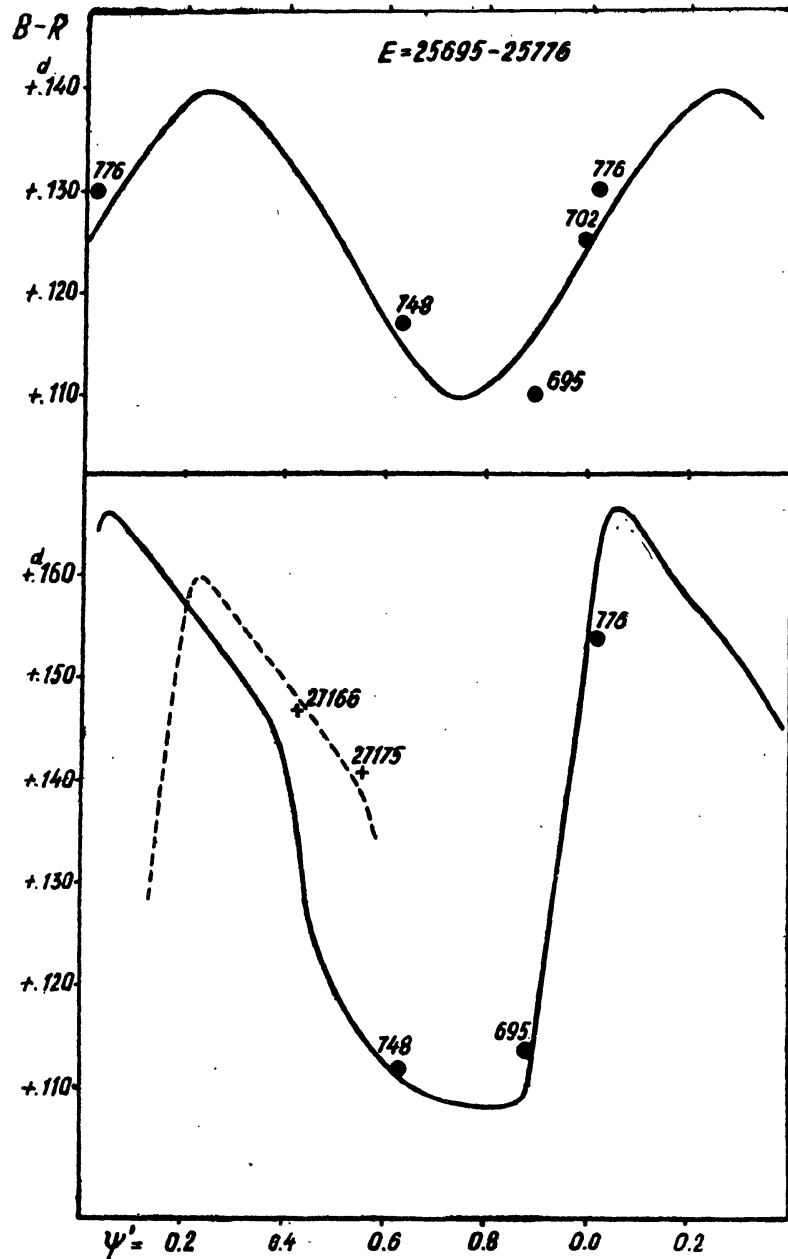


Abb. 2. Punkte: Beobachtete Epochen zwischen $E = 25695$ und 25776 . Oben Zeitpunkte von Mittelgrößen, unten diejenigen von Maxima. Kreuze: Beobachtete Maxima zu $E = 27166$ und 27175 . Bei der Ausgleichung wurde die Form der ausgleichenden Kurven nach Abb. 1. als bekannt vorausgesetzt.

erhalten. Dabei haben wir die Gestalt der Schwankung nach Abb. 1. schon als bekannt vorausgesetzt.

Ebenso erhalten wir eine noch ziemlich genaue Epoche für die kurzperiodische Schwankung aus den zwei (!) Maxima $E = 23306$ und 23308 . Da die Helligkeit beider Maxima sehr niedrig ist, so müssen sie nach dem Zusammenhang, der zwischen der Höhe der Maxima und dem Wert von $B-R$ besteht (s. Abb. 1. in der nächsten Mitteilung) auf dem aufsteigenden Ast der $(B-R)$ -Kurve liegen. Wir können aber auch noch den Wert von $\overline{B-R}$ angeben. Nach Abb. 1. und 2. besteht nämlich

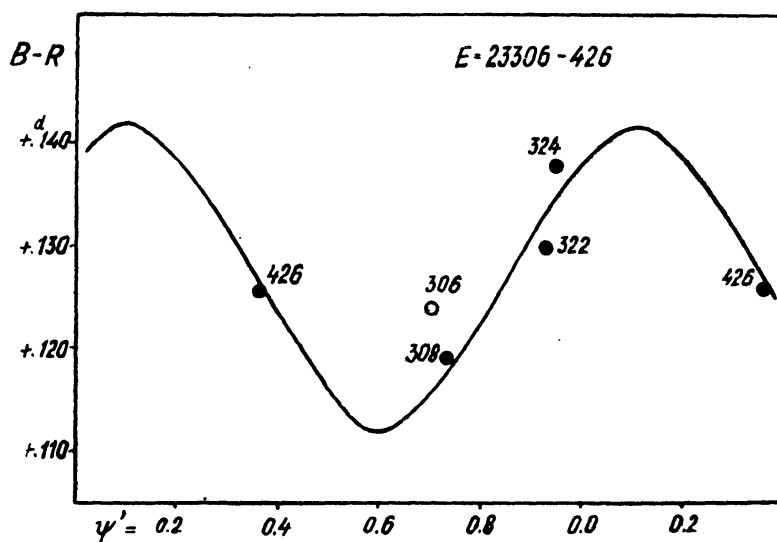


Abb. 3. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße zwischen $E = 23306$ und 23426 . Bei der Ausgleichung wurde die Form der ausgleichenden Kurve nach Abb. 1. als bekannt vorausgesetzt.

zwischen den Mittelwerten der $B-R$ der Maxima einerseits und der Mittelgrößen andererseits folgender Zusammenhang :

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = (\overline{B-R})_{\text{Mgr.}} + 0.010 \quad (5)$$

Nun kann aber $(\overline{B-R})_{\text{Mgr.}}$ ziemlich genau bestimmt werden, da nach Tab. II. zwischen den Epochen $E = 23306$ und 23426 insgesamt 5 Mittelgrößen beobachtet wurden und wie aus Abb. 3. zu ersehen ist, erhalten wir nach der Ausgleichung derselben: $(B-R)_{\text{Mgr.}} = +0.127$, also $(\overline{B-R})_{\text{Max}} = +0.137$. Dieser Mittelwert zusammen mit den $(B-R)$ -Werten zu den Epochen $E = 23306$ und 23308 führt zu der Epoche $E = 23311$, als Epoche des Mittelwertes von $(B-R)_{\text{Max}}$, die wir im folgenden mit $E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}}$ bezeichnen werden.

Dagegen können wir aus den beiden Maxima $E = 27166$ und

27175 den Wert und die Epoche von $\overline{(B-R)}_{\text{Max}}$ nur sehr ungenau bestimmen. Die beiden Maxima müssen nämlich auf dem absteigenden Ast der $(B-R)$ -Kurve liegen (s. Abb. 2. unten), da ihre Helligkeit ziemlich groß ist. Die befriedigendste Darstellung dieser Maxima erhalten wir bei der in Abb. 2. gestrichelt gezeichneten Lage der $(B-R)$ -Kurve. Daraus bekommt man $\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = +0^{\text{d}}130$ zu $E = 27146$.

Wie aus Abb. 1. und 2. zu ersehen ist, verschiebt sich die $(B-R)$ -Kurve mit der Zeit nach rechts. Die Periode der kurzperiodischen Schwankung während unserer Beobachtungen muß demnach länger gewesen sein als $71^{\text{p}}98$. In Tab. III. haben wir die aus den Budapester Beobachtungen abgeleiteten Epochen, zu denen die $(B-R)_{\text{Max}}$ ihren Mittelwert bei ihrer Zunahme erreichten, zusammengestellt. Nimmt man für die kurzperiodische Schwankung eine konstante Periode zur Zeit unserer Beobachtungen an, so erhalten wir als die beste Darstellung der in Tab. III. stehenden Epochen (die letzte $E = 27146$ nicht berücksichtigend) folgende Formel

$$E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 25120.5 + 72.38 \cdot E' \quad (6)$$

wenn mit E' die Anzahl der Perioden der kurzen Schwankung bezeichnet wird.

Tabelle III.

E	E'	Abw. (6)	$\overline{(B-R)}_{\text{Max}}$	$\overline{(B-R)}_{\text{Mgr.}}$
23311	— 25	+ 0.0	+ $0^{\text{d}}137$	+ $0^{\text{d}}127$
25121	0	+ 0.5	+ $0^{\text{d}}136$	+ $0^{\text{d}}125$
25771	+ 9	— 0.9	+ $0^{\text{d}}137$	+ $0^{\text{d}}125$
27146::	+ 28	— 1.7::	+ $0^{\text{d}}130$	—

Bezeichnen wir die Phase der kurzperiodischen Schwankung nach (6), ausgedrückt in Einheiten ihrer Periode von $72^{\text{p}}38 = 41^{\text{d}}03$, mit ψ . Wir eliminieren aus den $(B-R)$ -Werten die langsame Periodenänderung, indem wir aus den $(B-R)$ die $\overline{B-R}$ subtrahieren. So erhalten wir die von der kurzperiodischen Schwankung allein herrührenden $(B-R)$ -Werte, die mit $(B-R)_k$ bezeichnet werden sollen (s. Tab. I). Trägt man diese gegen ψ auf, so wird für die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes des Maximums aus unseren Beobachtungen Abb. 4. und für diejenige der Mittelgröße Abb. 5 erhalten. Diese beiden Abbildungen werden der weiteren Diskussion zugrunde gelegt.

Nach der Definition von ψ wird der Mittelwert von $(B-R)_{\text{Max}}$ zu $\psi = 0$ erreicht. Nach Abb. 5. fällt der Mittelwert von $(B-R)_{\text{Mgr.}}$ auf

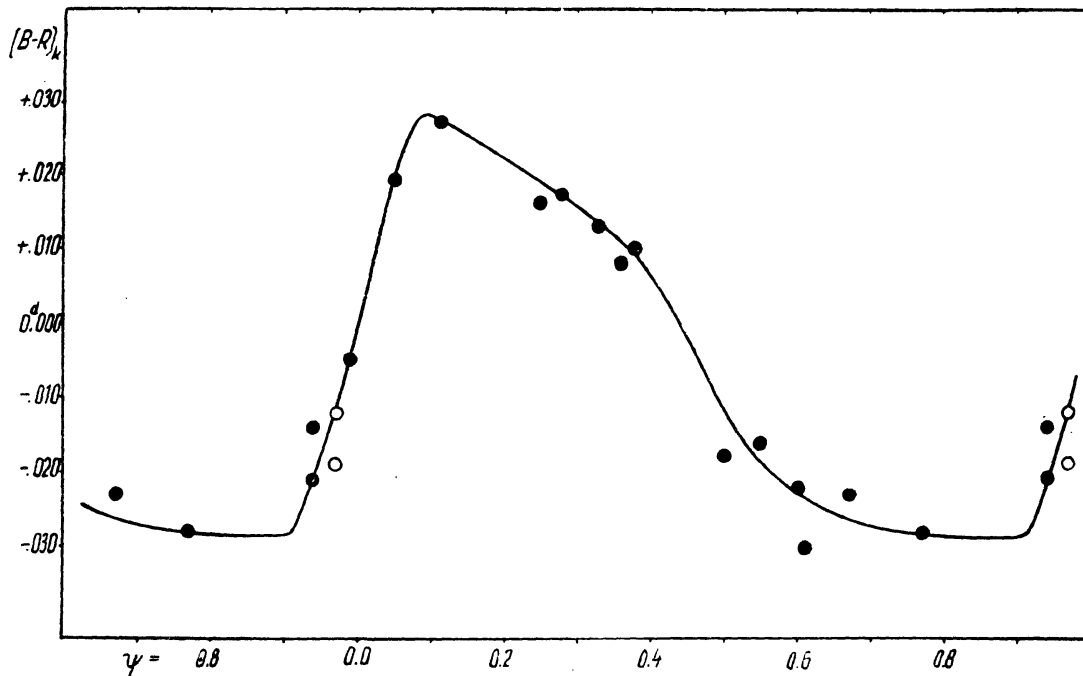


Abb. 4. Die kurzperiodische Schwankung in den Maximumepochen nach den Budapester Aufnahmen. Leere Kreise stellen unsichere Werte dar. ψ bedeutet die Phase der kurzperiodischen Schwankung, ausgedrückt in Einheiten ihrer Periode ($= 41^d.03$).

$\psi = 0.055$. D. h. der Mittelwert von $(B-R)_{\text{Max}}$ wird um 4 Epochen früher eintreffen als derjenige von $(B-R)_{\text{Mr.}}$:

$$E_{(B-R)_{\text{Max}}} = E_{(B-R)_{\text{Mr.}}} - 4.0 \quad (7)$$

Diese Beziehung zwischen der Mittelgröße und dem Maximum ist

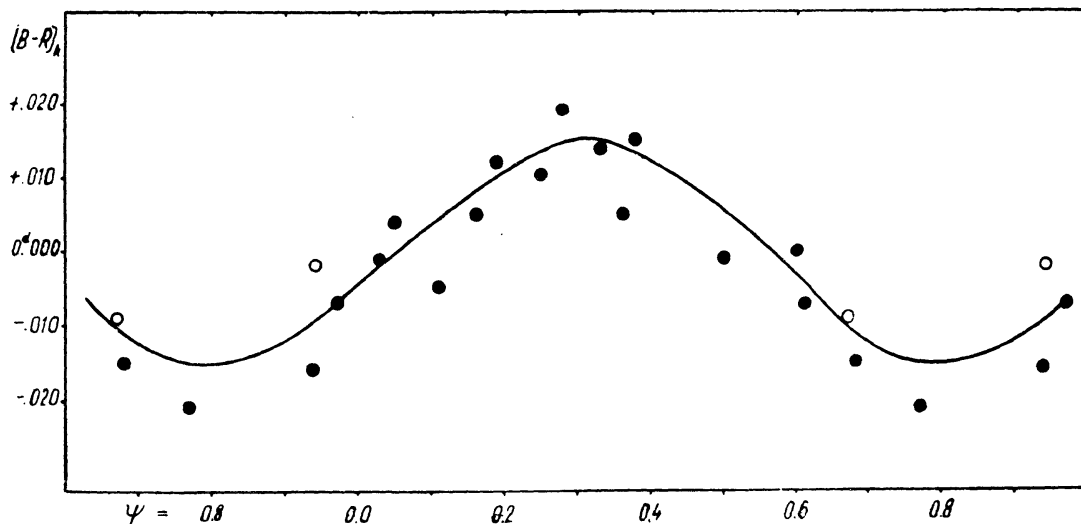


Abb. 5. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße nach den Budapester Aufnahmen. Leere Kreise stellen unsichere Werte dar.

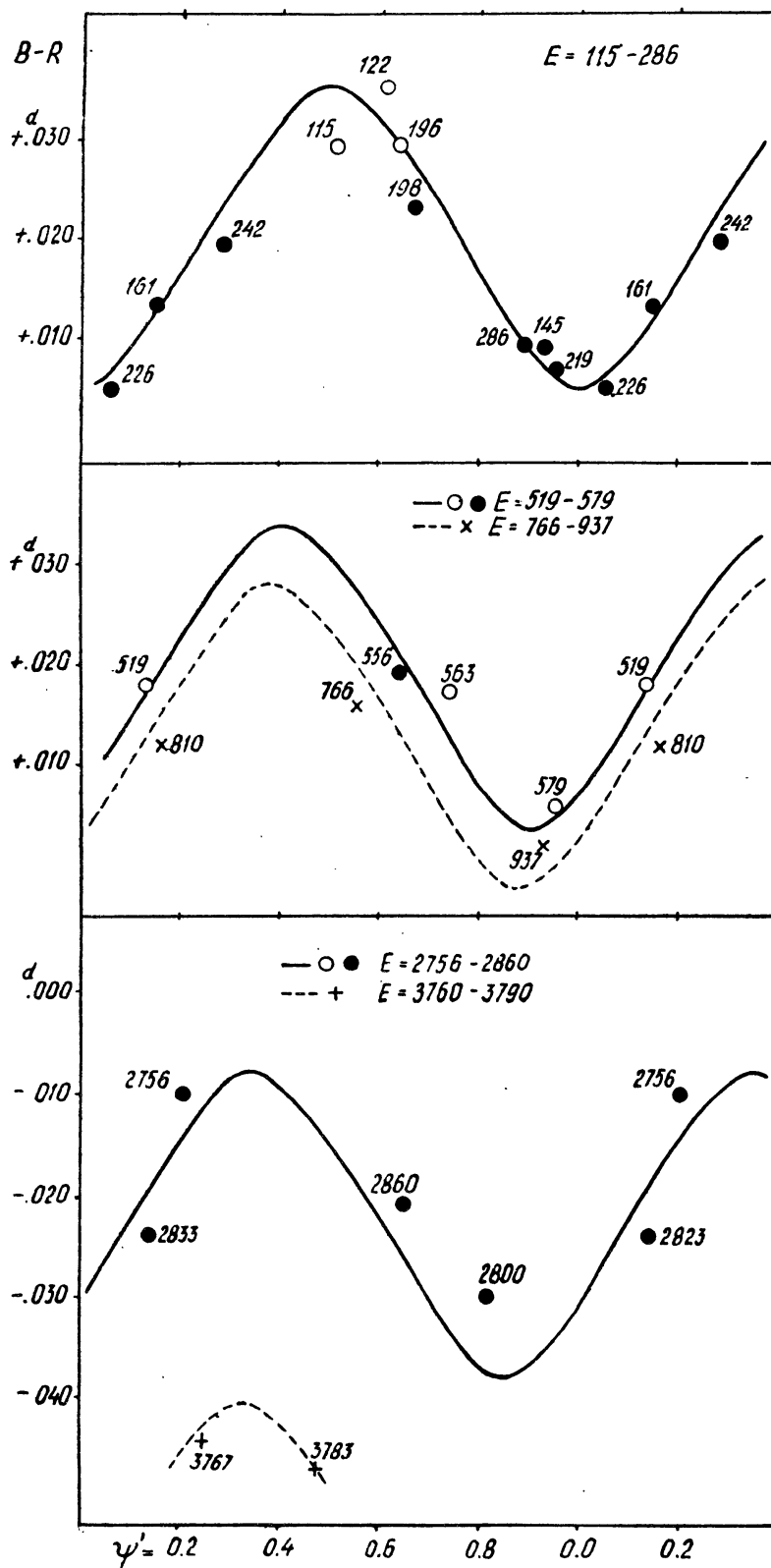


Abb. 6a. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße nach Beobachtungen von Wendell.

sehr wichtig. Mit ihrer Hilfe kann die Epoche zu $(B-R)_{\max}$ auch dann bestimmt werden, wenn nur aufsteigende Äste zur Verfügung stehen. Zur Untersuchung der kurzperiodischen Schwankung werden wir daher im folgenden sehr oft von ihr Gebrauch machen.

Die Amplitude der kurzperiodischen Ungleichheit beträgt nach unseren Resultaten in den Maximumepochen $0^d.057$, in den Mittelgrößen nur $0^d.030$. Die letztere verläuft symmetrisch. Das Maximum der ersteren fällt auf $\psi = 0.094$, dasjenige der letzteren auf $\psi = 0.31$.

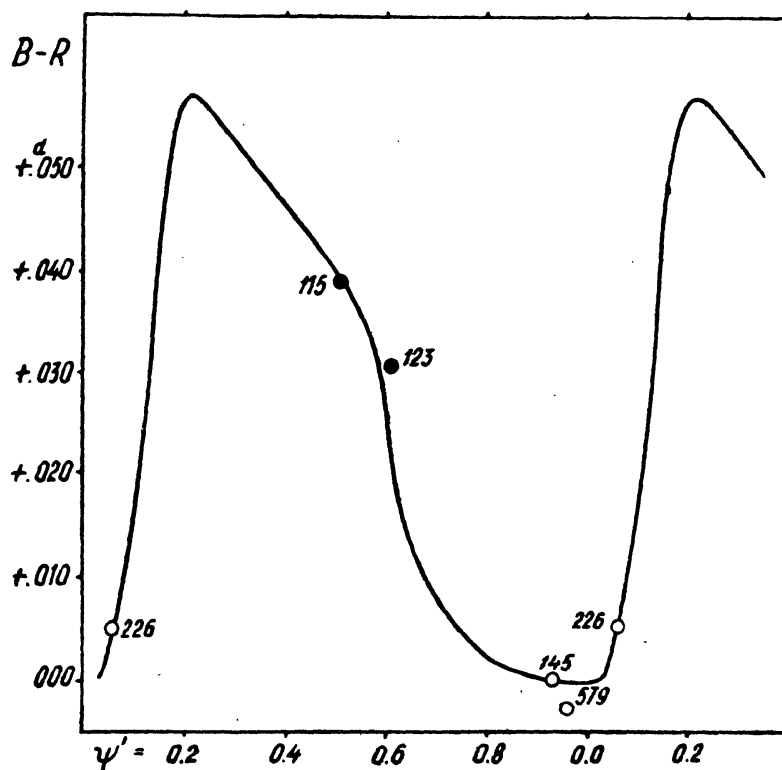


Abb. 6b. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes des Maximums nach Beobachtungen von Wendell.

Jetzt wird das von anderen Beobachtern zur Verfügung stehende Material eingehend diskutiert.

Die Beobachtungen von Wendell. Aus den Beobachtungen von Wendell können nur fünf Maximumepochen, darunter drei recht unsichere abgeleitet werden. Dagegen liegt eine große Anzahl von Zeitpunkten für die Mittelgröße vor, deren Helligkeit $7^m.28$ beträgt. Besonders reichhaltig ist das Beobachtungsmaterial zwischen den Epochen 115 und 286, wo die Mittelgröße 10-mal durchbeobachtet wurde. Die $B-R$ sind in Abb. 6. (oben) gegen ψ' [nach (3) und (4)] dargestellt. Sie lassen sich sehr gut durch die von uns erhaltene Kurve aus Abb. 5. ausgleichen.

Daraus können die folgenden uns interessierenden Daten abgelesen werden: $\overline{B-R} = +0.020$, $E_{\overline{B-R}} = 239$; also nach (5) und (7)

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = +0.030, E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 235$$

Diese stehen mit den aus den Maxima mit einiger Unsicherheit ableitbaren Daten in bester Übereinstimmung (s. Abb. 6b).

Weniger sichere Daten können wir aus den je vier Epochen zwischen $E = 519-579$ bzw. $E = 766-937$ und $E = 2756-2860$ ableiten. Beobachtungen von einem längeren Zeitintervall können nicht zusammengefaßt werden, da die Änderung der $\overline{B-R}$ -Werte infolge der langsamen Periodenänderung hier verhältnismäßig rasch ist. Bei der großen Genauigkeit der Wendellschen visuellen photometrischen Beobachtungen (*Wendell* kann nach unseren Erfahrungen wohl als einer der besten visuellen Beobachter angesehen werden) können aber auch aus diesen wenigen Epochen brauchbare Daten abgeleitet werden. Diese sind in Tab. IV. zusammengestellt.

Auch noch die zwei Epochen $E = 3767$ und 3783 sind zur Bestimmung der langsamen Periodenänderung verwendbar. Sie können nämlich nur in der Umgebung des Maximums der $(B-R)$ -Kurve liegen und so ergibt sich aus der gestrichelten Kurve in Abb. 6. (unten) $\overline{B-R} = -0.055$, also $(\overline{B-R})_{\text{Max}} = -0.045$. Die Bestimmung des Wertes von $E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}}$ kann natürlich dabei nur mit großer Unsicherheit erfolgen.

Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße war zur Zeit der Beobachtungen von *Wendell* nach Abb. 6a. genau von derselben Form, wie zur Zeit unserer Beobachtungen. Die Verschiebung der ausgleichenden Kurve mit der Zeit nach links zeigt aber, daß die Periode der Schwankung zur Zeit *Wendells* wesentlich kürzer war als gegenwärtig. Da die ψ' nach der Periode $71^{\text{p}}98$ gerechnet wurden, mußte die Periode der kurzperiodischen Schwankung bei *Wendell* etwas kürzer als $71^{\text{p}}98$ gewesen sein, während für sie aus den *Budapester* Beobachtungen sich $72^{\text{p}}40$ ergab.

Daß *de Sitter* im Besitz der *Wendellschen* Beobachtungen zur Annahme einer falschen Periode von $67^{\text{p}}41$ für die kurze Schwankung gekommen ist, welcher ja die Beobachtungen von *Wendell* sehr stark widersprechen, ist nur dadurch verständlich, daß *de Sitter* von den Beobachtungen *Wendells* nur diejenigen zwischen $E = 115$ und 286 berücksichtigte. Innerhalb eines so kurzen Zeitintervalls stellt natürlich auch die *de Sittersche* Periode die Beobachtungen noch befriedigend dar, aber alle späteren Beobachtungen von *Wendell* können nur mit einer wesentlich längeren Periode in Einklang gebracht werden, und zwar, wie übrigens schon längst auch von *Prager* [11], *Shapley* [12] und *Hertzprung* bemerkt wurde, mit einer Periode von etwa $71^{\text{p}}4$.

Schon allein der Vergleich des aus den Wendellschen Beobachtungen abgeleiteten Wertes der Periode der kurzperiodischen Schwankung mit dem aus unseren Beobachtungen erhaltenen beweist die Nicht-

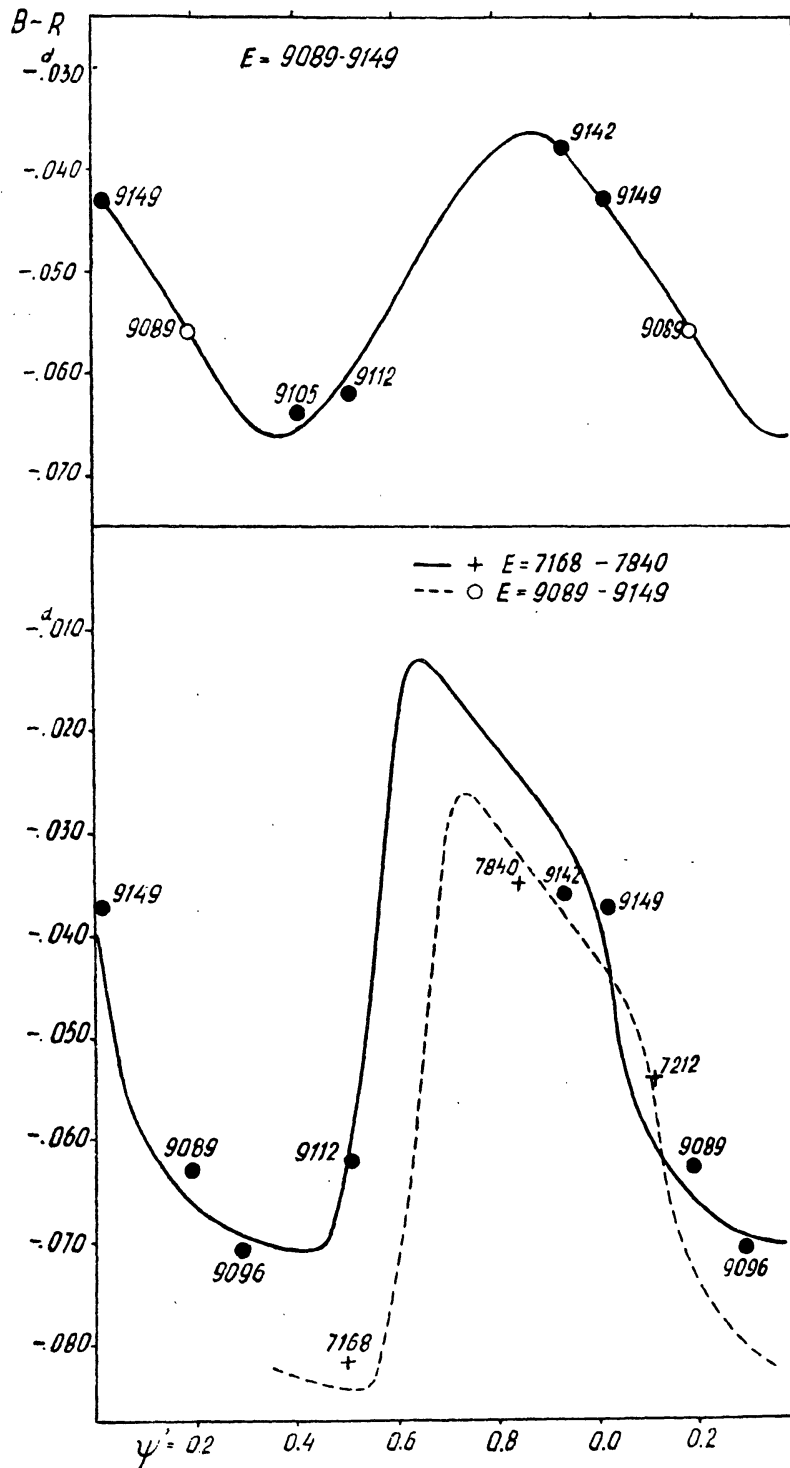


Abb. 7. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße (oben) und des Maximums (unten) nach den photographischen Beobachtungen von Hertzprung.

konstanz dieser Periode. Wie wir jetzt zeigen werden, können wir über den Verlauf der Änderungen in der Zwischenzeit durch Heranziehung weiterer Beobachtungen befriedigende Aufschlüsse erhalten.

Die Beobachtungen von Hertzsprung. Die sehr genauen photographischen Beobachtungen von Hertzsprung [15] geben zwei Epochen, davon eine sehr sichere für die Bestimmung der Periode der kurzperiodischen Schwankung. Die von Hertzsprung beobachteten 5 Mittelgrößen und 5 Maxima in dem Epochenintervall $E = 9089-9149$ lassen sich sehr gut durch die aus unseren Beobachtungen abgeleiteten $(B-R)$ -Kurven darstellen. (s. Abb. 7). Und zwar bestehen dieselben Relationen (5) und (7) zwischen den beiden Kurven $(B-R)_{\text{Max}}$ und $(B-R)_{\text{MGr}}$, wie bei unseren Beobachtungen. Auch die Helligkeit der Maxima ändert sich nach Hertzsprung mit den $B-R$ in demselben Sinne, wie nach unseren Beobachtungen. Der Verlauf der kurzperiodischen Schwankung, abgesehen von einem kleinen Unterschied in dem Periodenwert, war also zur Zeit der Hertzsprungschen Beobachtungen derselbe, wie in der letzten Zeit.

Aus den beiden ausgezogenen Kurven in Abb. 7. ergeben sich übereinstimmend

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = -0.042 \text{ und } E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 9116.$$

Die gestrichelte Kurve bezieht sich auf das Epochenintervall $E = 7168-7840$. In diesen Intervall stehen nur 3 Maxima zur Verfügung, jedoch können die aus der Abbildung erhaltenen Werte

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = -0.052 \text{ und } E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 7179$$

als genügend genau gelten.

De Sitter hat in seiner Untersuchung von den Hertzsprungschen Epochen nur $E = 9112, 9142$ und 9149 benutzt, die noch ziemlich gut durch die Periode von $67^{\text{p}}.4$ dargestellt werden können. Die übrigen von Hertzsprung beobachteten Epochen passen ebenso wenig in sein Resultat hinein, wie die späteren Beobachtungen von *Wendell*.

Die Beobachtungen von Kiess und Townley. Die visuellen photometrischen Beobachtungen von Kiess und Townley an der Lick-Sternwarte [8] geben 5 Maxima und 6 Mittelgrößen. (s. Tab. I. und II.). Abb. 8. zeigt die $(B-R)_{\text{MGr}}$ gegen ψ' aufgetragen. Die Streuung ist sehr groß, die Ausgleichung durch die aus unseren Beobachtungen ermittelte $(B-R)$ -Kurve kann nur sehr unsicher erfolgen. Sie führt zu den folgenden Daten:

$$(\overline{B-R})_{\text{MGr}} = -0.057 \text{ und } E_{(\overline{B-R})_{\text{MGr}}} = 8475.$$

Die Maxima lassen sich mit unserer $(B-R)_{\text{Max}}$ -Kurve keineswegs in Einklang bringen. Dies liegt ohne Zweifel an der Ungenauigkeit der Lick-Beobachtungen. Es ist besser, nur die obigen Daten für die Mittelgrößen zu benutzen und mit Hilfe der Formeln (5) und (7) zu den von uns benötigten Daten überzugehen. So erhält man die allerdings sehr unsichere Werte:

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = -0^{\text{d}}.047, \quad E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 8471.$$

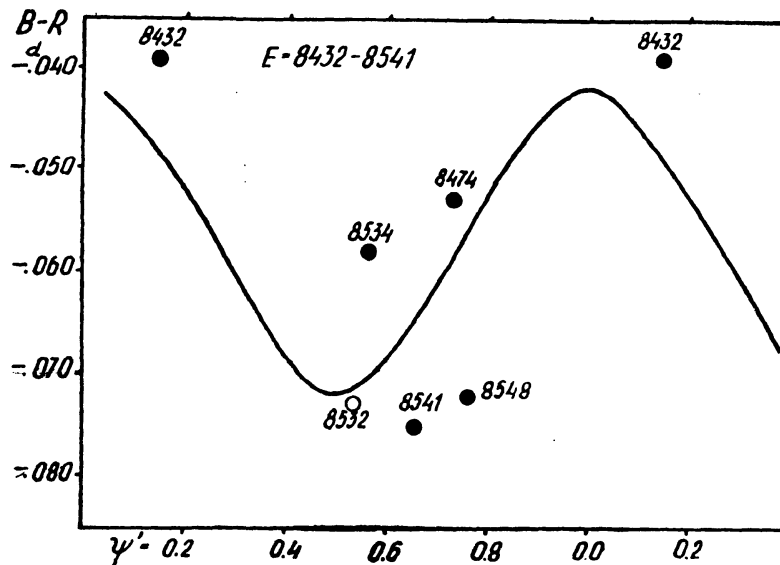


Abb. 8. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße nach den Beobachtungen von Kiess und Townley an der Lick-Sternwarte.

Die photometrischen Beobachtungen von Kiess an der Laws-Sternwarte [14] sind in Abb. 9. dargestellt. Die Darstellung der Maxima ist ziemlich schlecht. Es ergibt sich danach

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = -0^{\text{d}}.048, \quad E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 9192.$$

Aus den aufsteigenden Ästen bekommt man nach Formeln (5) und (7)

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = -0^{\text{d}}.042, \quad E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 9193.$$

Wir nehmen als Mittelwerte

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = -0^{\text{d}}.045, \quad E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 9192.$$

Die photographischen Beobachtungen von Kiess sind unbrauchbar. Sie geben manchmal, so z. B. für $E = 9506$ ganz unmögliche Lichtkurven. Die aus ihnen abgeleiteten Maxima oder Mittelgrößen zeigen keinen Zusammenhang mit ψ' und widersprechen somit den gleichzeitigen visuellen Beobachtungen.

Die Beobachtungen von Fessenkoff. Fessenkoff gibt in seiner Mitteilung [19] nur die Phase und Helligkeit seiner mit einem Zöllnerschen Photometer angestellten Beobachtungen an. Wir haben demnach die Zeitpunkte der Mittelgröße der Zusammenstellung von Prager [24, Tabelle VII.] entnommen. Ihm wurden nämlich auch die Zeitpunkte der Originalbeobachtungen von Fessenkoff mitgeteilt.

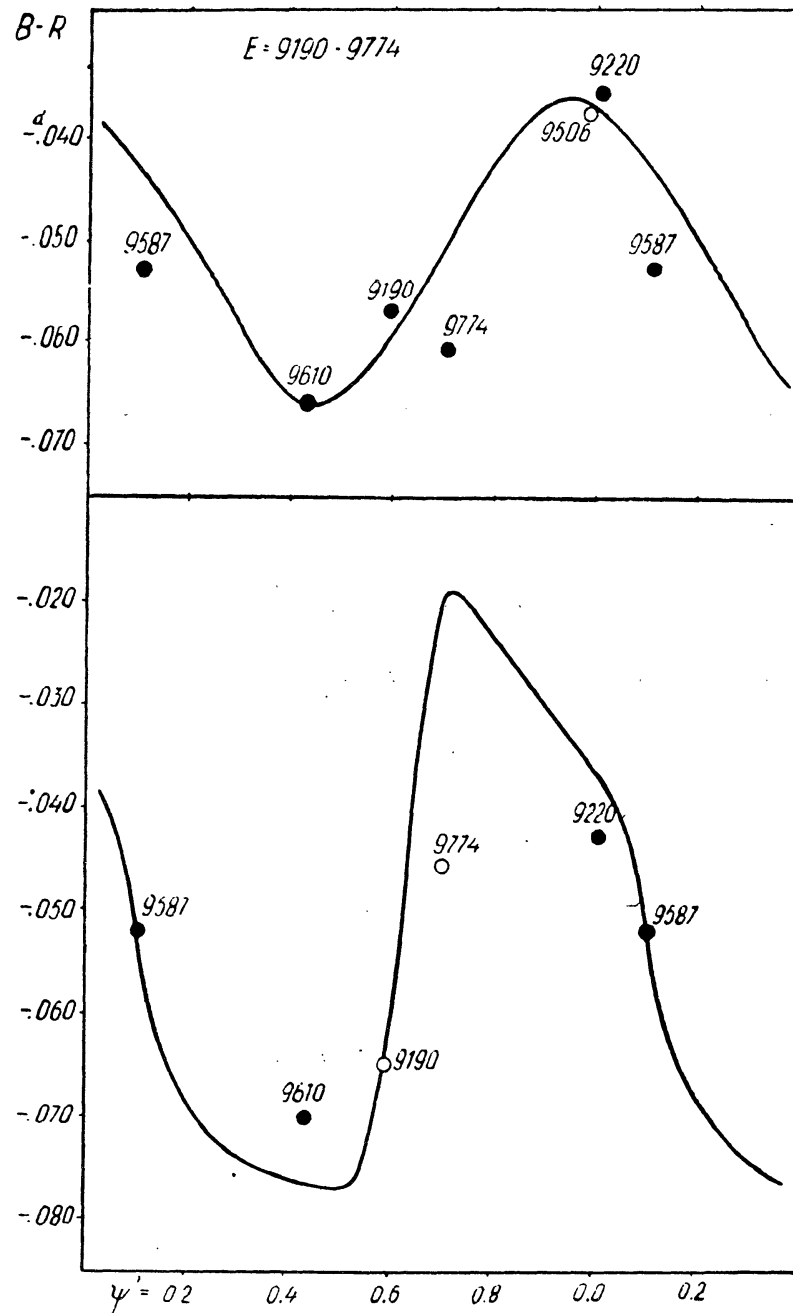


Abb. 9. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße (oben) und des Maximums (unten) nach den visuellen photometrischen Beobachtungen von Kiess an der L 98-Sternwarte.

Die von Prager angegebenen 6 Epochen zeigen eine sehr große Streuung, wenn sie gegen ψ' aufgetragen werden. (s. Abb. 10). Ihre Ausgleichung durch unsere $(B-R)_{\text{MGr}}$ -Kurve ist sehr unbefriedigend. Demgemäß haben die aus dieser Kurve für die Periodenänderungen abgelesenen Daten: $\overline{(B-R)}_{\text{MGr}} = -0.044$, $E_{(B-R)_{\text{MGr}}} = 10419$ und nach (5) und (7)

$$\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = -0.034, \quad E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 10415$$

nur geringes Gewicht.

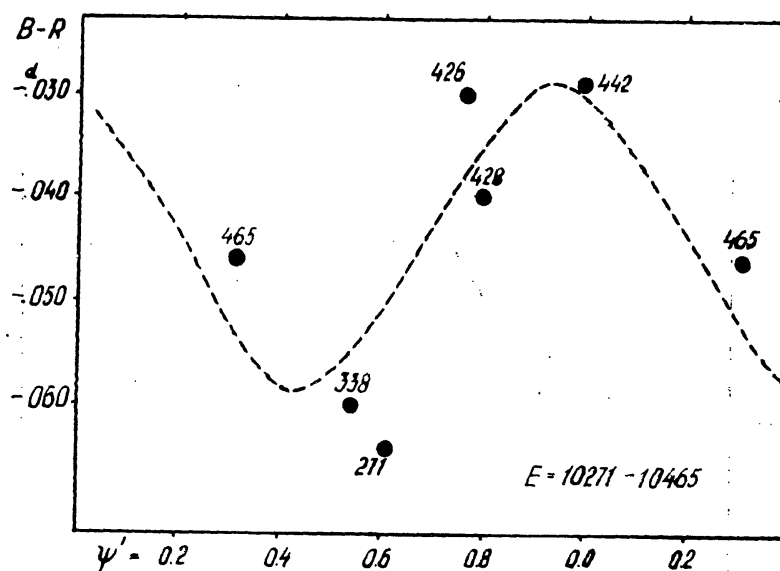


Abb. 10. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße nach den Beobachtungen von Fessenkoff.

Die Beobachtungen von Leiner. Die Stufenschätzungen von Leiner wurden von Prager [24, Tabelle II.] mitgeteilt. Die aus ihnen ableitbaren 10 Maxima und 14 Mittelgrößen lassen sich, gegen ψ' aufgetragen, auch in zwei Gruppen getrennt ($E = 12090-12261$ und $E = 12653-12979$) nur sehr ungenügend durch unsere $(B-R)$ -Kurven ausgleichen. Zwischen der ausgleichenden $(B-R)_{\text{MGr}}$ -Kurve einerseits und der $(B-R)_{\text{Max}}$ -Kurve andererseits bestehen aber dann die Relationen (5) und (7) bei weitem nicht. Entweder war also der Verlauf der kurzperiodischen Schwankung zur Zeit der Beobachtungen von Leiner ein ganz anderer, wie sonst, oder ist dieser durch die Ungenauigkeit der Beobachtungen entsteht. Wir halten den letzteren Fall für wahrscheinlicher. Wir können den Leinerschen Beobachtungen höchstens einen Näherungswert für $(B-R)_{\text{Max}}$ entnehmen. Dafür ergibt sich

$$\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = +0.002 \quad \text{zu} \quad E = 12500.$$

Die Beobachtungen von Hellerich. Aus den Stufenschätzungen von Hellerich [21] lassen sich für die Mittelgröße fünf Epochen ermitteln. Diese, gegen ψ' aufgetragen, können sehr befriedigend durch unsere $(B-R)_{\text{gr}}$ -Kurve dargestellt werden. (Abb. 11.) Wir erhalten daraus $(B-R)_{\text{gr}} = +0.063$ zu der Epoche $E = 16598$, also nach (5) und (7) :

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = +0.073, \quad E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 16594.$$

Später hat Hellerich auch photographische Beobachtungen von RR Lyrae angestellt [35], ihre Anzahl ist aber zu gering, um sie zur Untersuchung der Periodenänderungen anwenden zu können.

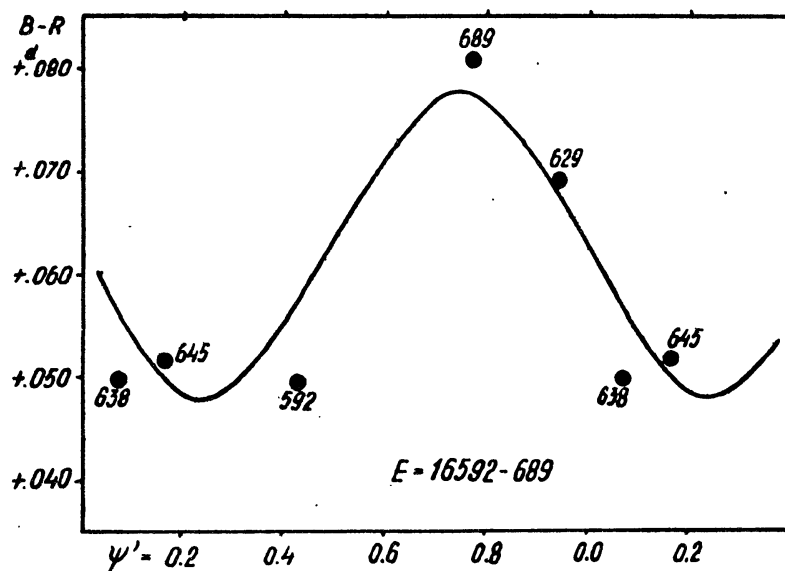
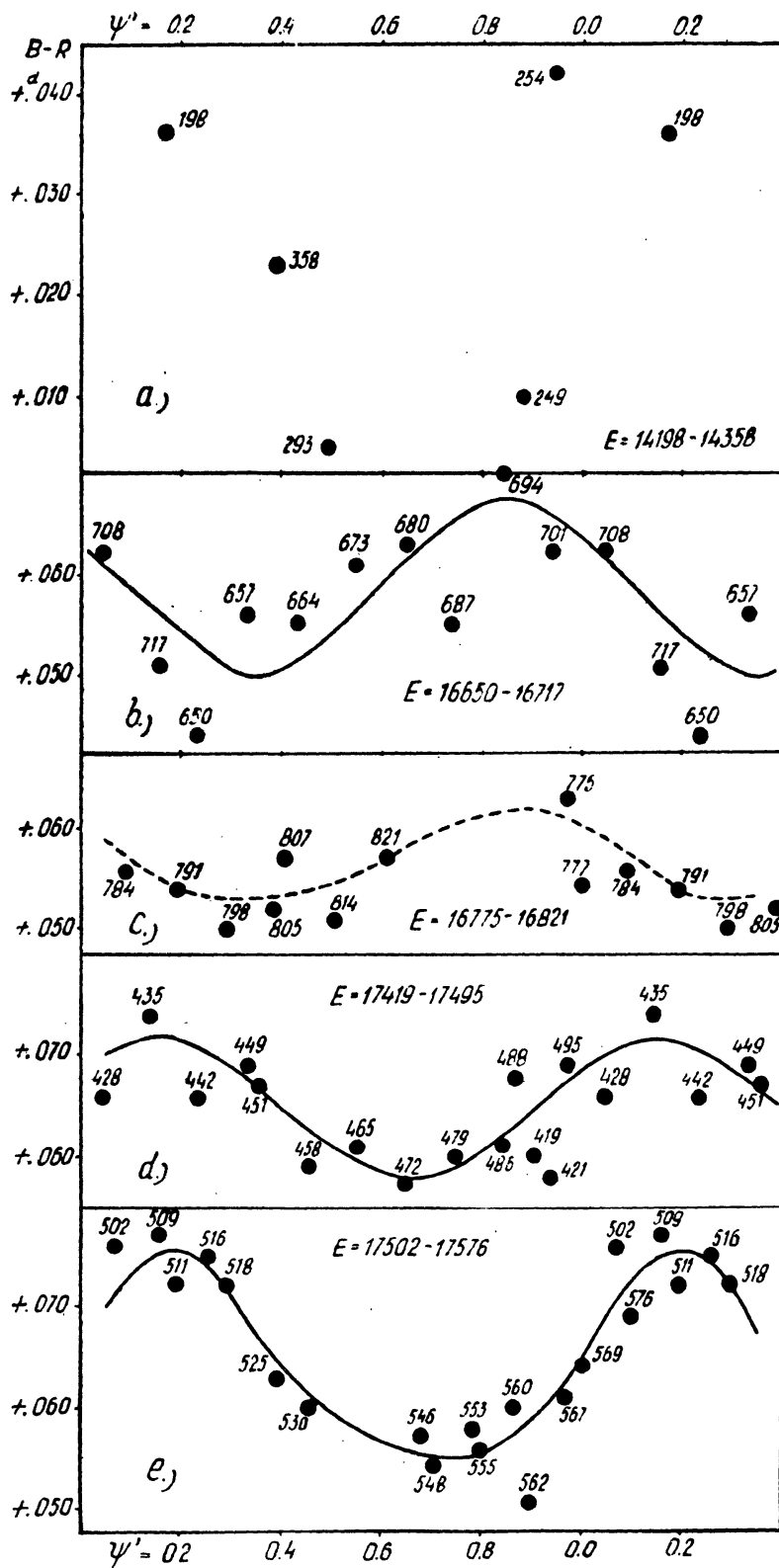


Abb. 11. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße nach den Beobachtungen von Hellerich.

Die Beobachtungen von Zacharov. Die Originalbeobachtungen aus [27] standen uns nicht zur Verfügung. Die in Tabelle II. angeführten Epochen sind einer Zusammenstellung von Kukarkin [31, S. 270—2] entnommen. Die Abbildungen 12a—e zeigen diese, in fünf Gruppen geteilt, gegen ψ' aufgetragen, mit Ausnahme der 5 Epochen zwischen $E = 16886—16916$.

Die Epochen in Abb. 12a zeigen keinen Gang mit ψ' und weisen eine große Strenung auf. Die übrigen Gruppen zeigen einen ausgeprägten Gang mit ψ' , aber mit einer wesentlich kleineren Amplitude, als man nach unseren Beobachtungen erwartet hätte. In Abb. 12c ist die Amplitude besonders gering. Daneben scheint die Amplitude raschen Änderungen unterworfen zu sein. Wie Abb. 12d und e zeigen, hat sich die Amplitude der kurzen Schwankung schon nach zwei Perioden beträchtlich verändert.

Abb. 12. Die von Zacharov beobachteten Zeitpunkte der Mittelgröße gegen ψ' aufgetragen.

Nun ist die Amplitude der kurzperiodischen Schwankung nach den gleichzeitigen Leidener Beobachtungen, wie wir gleich sehen werden, wesentlich größer, und zwar ebenso groß, wie nach unseren Beobachtungen. Die Resultate von Zacharov widersprechen also den gleichzeitigen genaueren Beobachtungen.

Nach unserer Meinung dürfen daher die Beobachtungen von Zacharov nicht als Beweis für die Unregelmäßigkeit der kurzperiodischen Schwankung betrachtet werden. Sie sind allem Anscheine nach großen systematischen Fehlern unterworfen. Wir haben sie daher nur für die Ermittlung von $(\overline{B-R})$ -Werten benutzt, die noch bestimmt genau genug sind, um sie zur Untersuchung der langsamen Periodenänderung heranziehen zu können. Aus den Abb. 12 a—e werden durch einfache Mittelung und durch Anwendung (5) aller Epochen folgende Werte erhalten :

$\overline{E} = 14250,$	$(\overline{B-R})_{\text{gr.}} = + 0.025,$	$(\overline{B-R})_{\text{max}} = + 0.035$
16680	+ 0.058	+ 0.068
16800	+ 0.058	+ 0.068
17450	+ 0.064	+ 0.074
17540	+ 0.065	+ 0.075

Die Leidener Beobachtungen. Die photographischen Beobachtungen von *Schilt, van Gent* und *de Sitter* geben zwischen den Epochen 16675 und 16964 insgesamt 5 Maxima und 9 Mittelgrößen. Diese sind in Abb. 13. gegen ψ' als Kreise aufgetragen. Die Streuung ist bei den Mittelgrößen überraschend groß. Wir benutzen dieses Diagramm nur dazu, den Wert von $\overline{B-R}$ zu bestimmen. Zur Bestimmung von $E_{\overline{B-R}}$ sind die Maxima viel geeigneter, da sie alle auf dem steilen aufsteigenden Aste der $(B-R)$ -Kurve liegen. So erhalten wir, wenn wir bei der Ausgleichung der Maxima den aus den Mittelgrößen gewonnenen Wert von $(\overline{B-R})_{\text{max}}$ benutzen :

$$(\overline{B-R})_{\text{max}} = + 0.064, \quad E_{(\overline{B-R})_{\text{max}}} = 16964.$$

Dieser Epochenwert kann als sehr genau betrachtet werden.

Zwischen den Epochen 20512 und 20766 wurden 6 Mittelgrößen und 3 Maxima beobachtet. Diese können, wie Abb. 14. zeigt, durch die von uns bestimmten $(B-R)$ -Kurven befriedigend ausgeglichen werden. Man erhält aus Abb. 14.

$$(\overline{B-R})_{\text{max}} = + 0.113, \quad E_{(\overline{B-R})_{\text{max}}} = 20725.$$

Wir können noch die drei Mittelgrößen zu den Epochen 19418, 19448, 19450 betrachten. Da der Wert von $B-R$ für eine dieser sich um mehr als 0.030 von demjenigen der beiden anderen unterscheidet, so muß

diese im Minimum der $(B-R)_{\text{gr}}$ -Kurve liegen. Durch diese Überlegung gelangen wir zu folgenden, recht unsicheren Daten :

$$(\overline{B-R})_{\text{Max}} = +0.093, \quad E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} = 19423.$$

Die Beobachtungen von Prager und Haas. Die photographischen Beobachtungen von Prager [24] fallen zeitlich mit den Beobachtungen von van Gent zusammen. Die von Prager beobachteten 6 Mittelgrößen werden durch die für Leiden gültige Kurve in Abb. 13. (oben) ziemlich

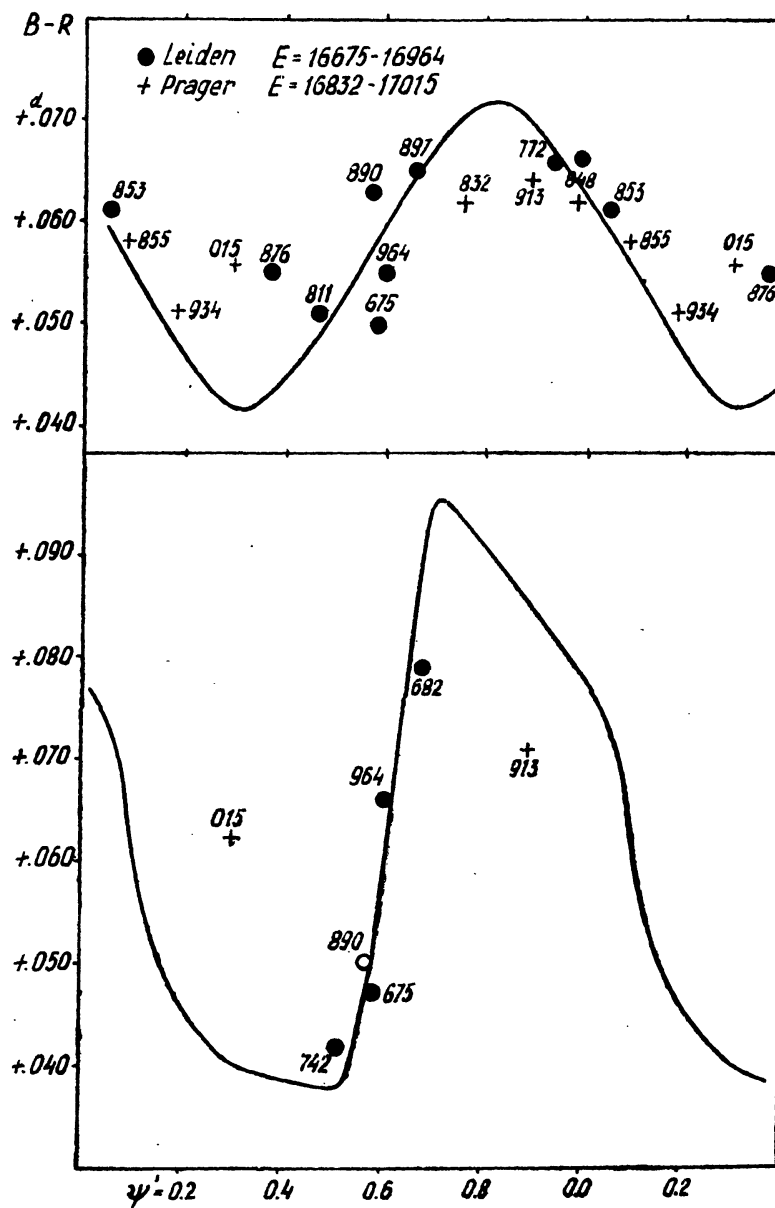


Abb. 13. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße (oben) und des Maximums (unten) nach den Beobachtungen von *Schilt, van Gent* und *de Sitter* in Leiden (Kreise) und von *Prager* in Babelsberg (Kreuze).

gut dargestellt, nur diejenige zu $E = 17015$ fällt etwas heraus. Dagegen zeigen die zwei von Prager beobachteten Maxima starke Abweichungen gegen die Leidener Beobachtungen (s. Abb. 13. unten). Augenscheinlich

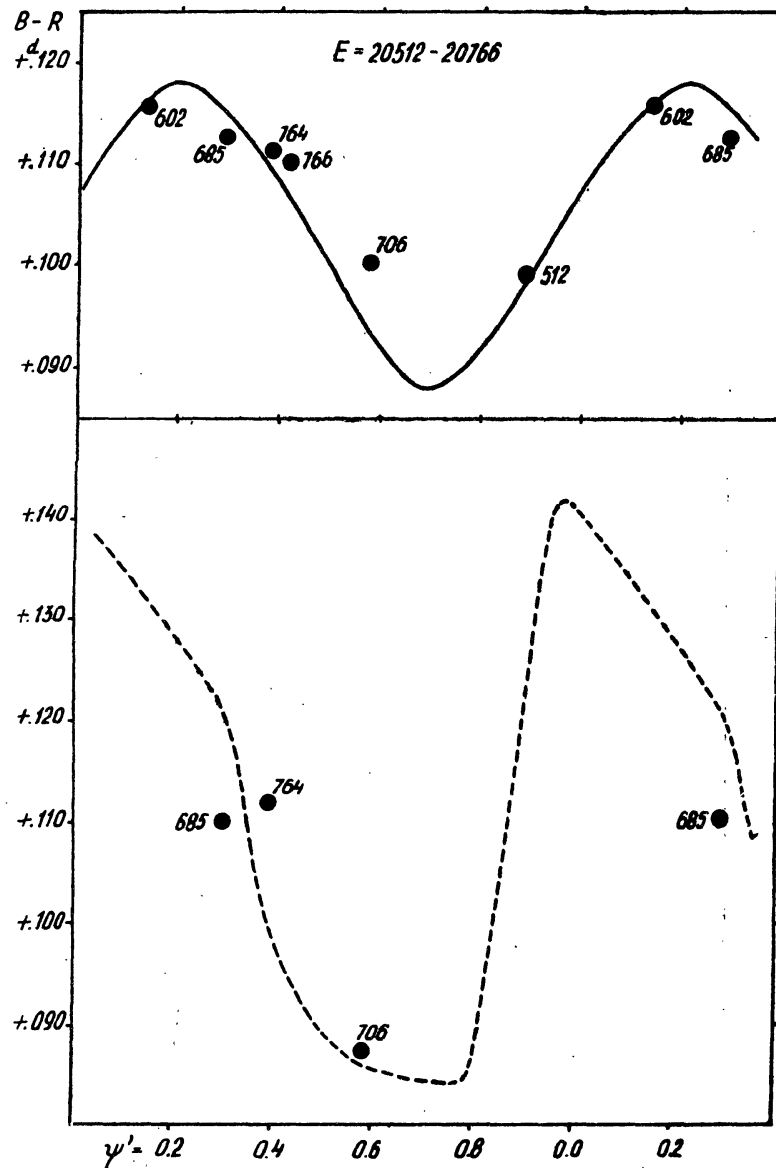


Abb. 14. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße (oben) und des Maximums (unten) zwischen den Epochen 20512 und 20766 nach den Leidener photographischen Beobachtungen.

kann mit kurzbrennweitigen Kameras keine allzu große Genauigkeit erreicht werden.

Die Beobachtungen von Haas [23 u. 24] sind größtenteils gleichzeitig mit Prager angestellt worden. Aus den übrigen Beobachtungen um die Epoche 1500 können zwei Maxima und drei Mittelgrößen abge-

leitet werden. Die Lage der beiden Maxima in dem $(B-R, \psi')$ -Diagramm ist äußerst günstig. Das eine muß in dem Maximum, das andere auf dem aufsteigenden Aste der $(B-R)$ -Kurve liegen, sonst könnte die aus unseren Beobachtungen abgeleitete $(B-R)$ -Kurve keineswegs über sie gelegt werden. So ist hier ein Fall vorhanden, wo aus nur 2 Maxima eine

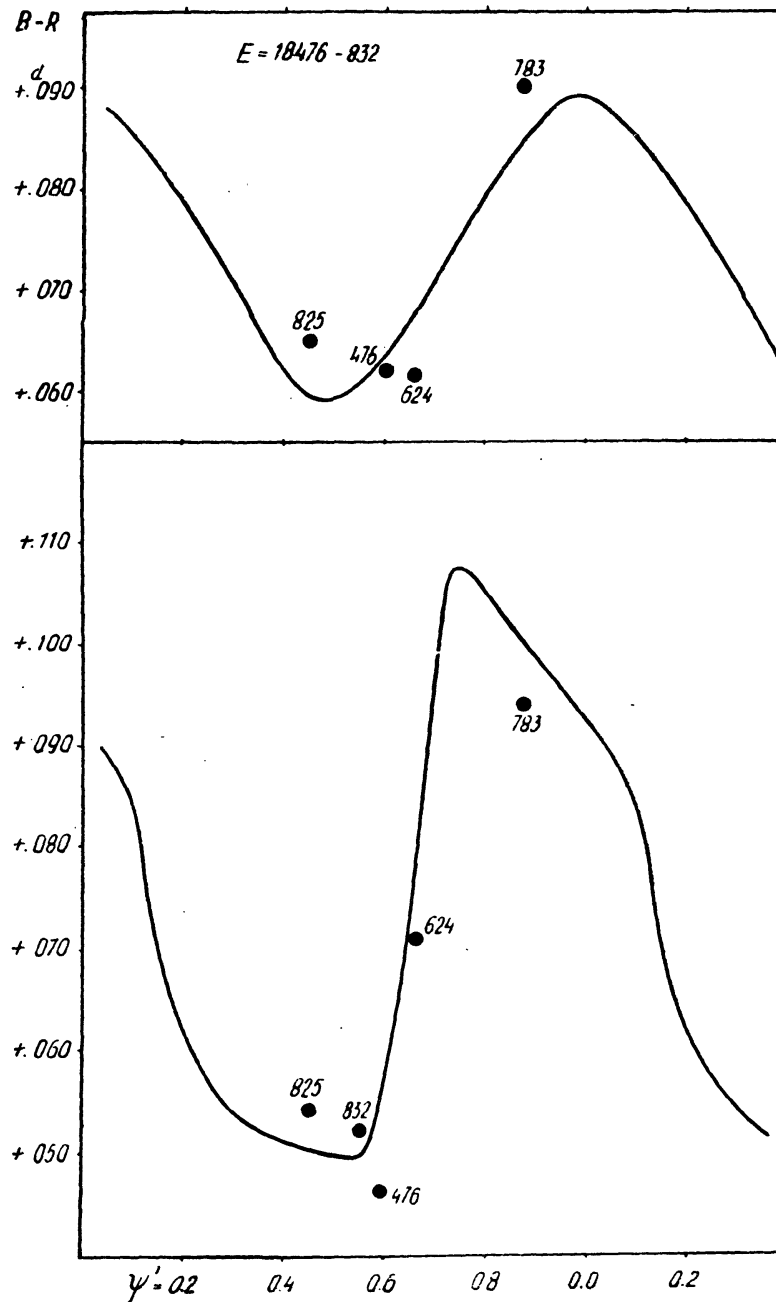


Abb. 15. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße (oben) und des Maximums (unten) nach den Beobachtungen von *Kukarkin* ($E = 18476-18832$).

brauchbare Epoche für die kurzperiodische Schwankung abgeleitet werden kann. Wir erhalten

$$\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = +0.027. \quad E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 15022.$$

Dieses Resultat ist besonders darum wertvoll, da um diese Zeit keine anderen Beobachtungen vorliegen.

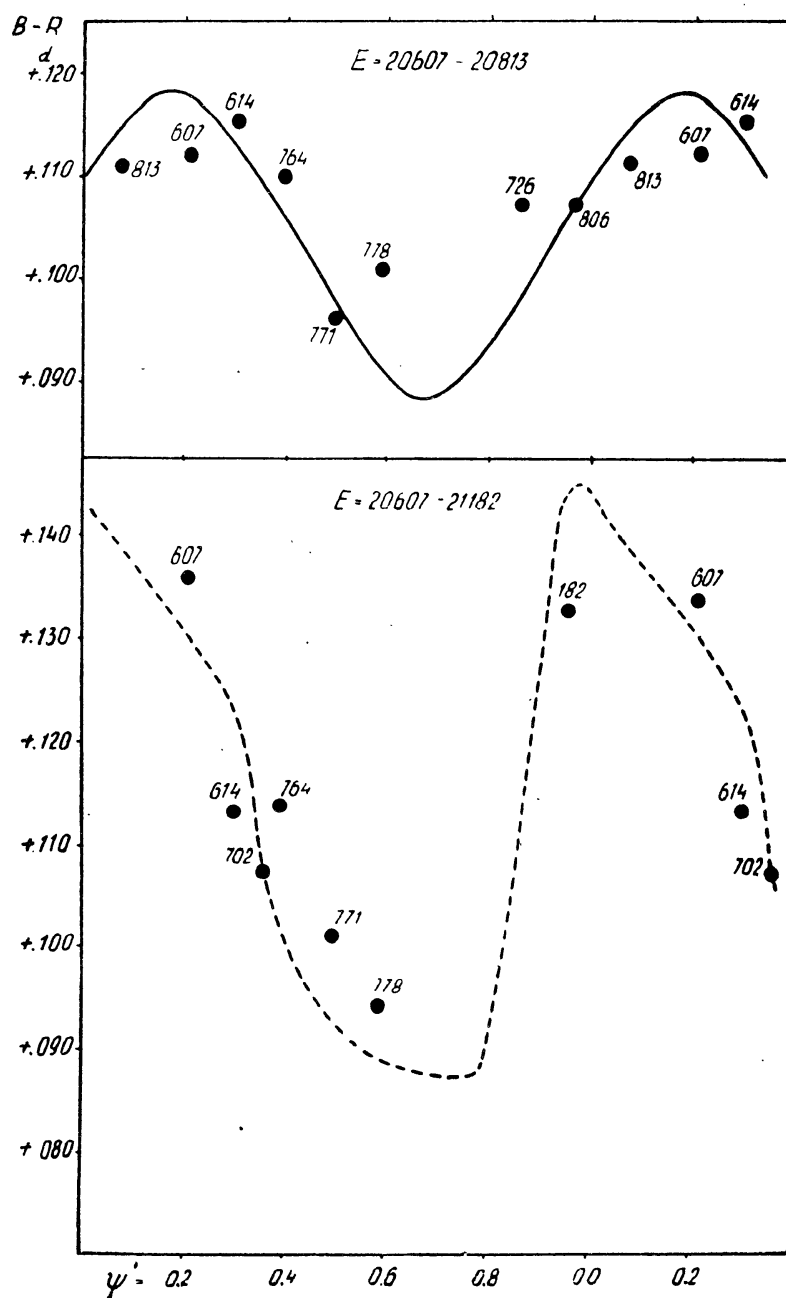


Abb. 16. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße (oben) und des Maximums (unten) nach Beobachtungen von Kukarkin ($E = 20607 - 21182$).

Die Beobachtungen von Kukarkin. Aus den visuellen Schätzungen von Kukarkin [31] können in dem Zeitintervall $E = 18476-18832$ 4 Mittelgrößen und 5 Maxima bestimmt werden. Die Ausgleichung der gegen ψ' aufgetragenen $(B-R)$ -Werte durch die von uns abgeleiteten $(B-R)$ -Kurven ergibt folgende Daten für die Ungleichheiten der Periode: Aus den Mittelgrößen bekommen wir durch Anwendung von (5) und (7)

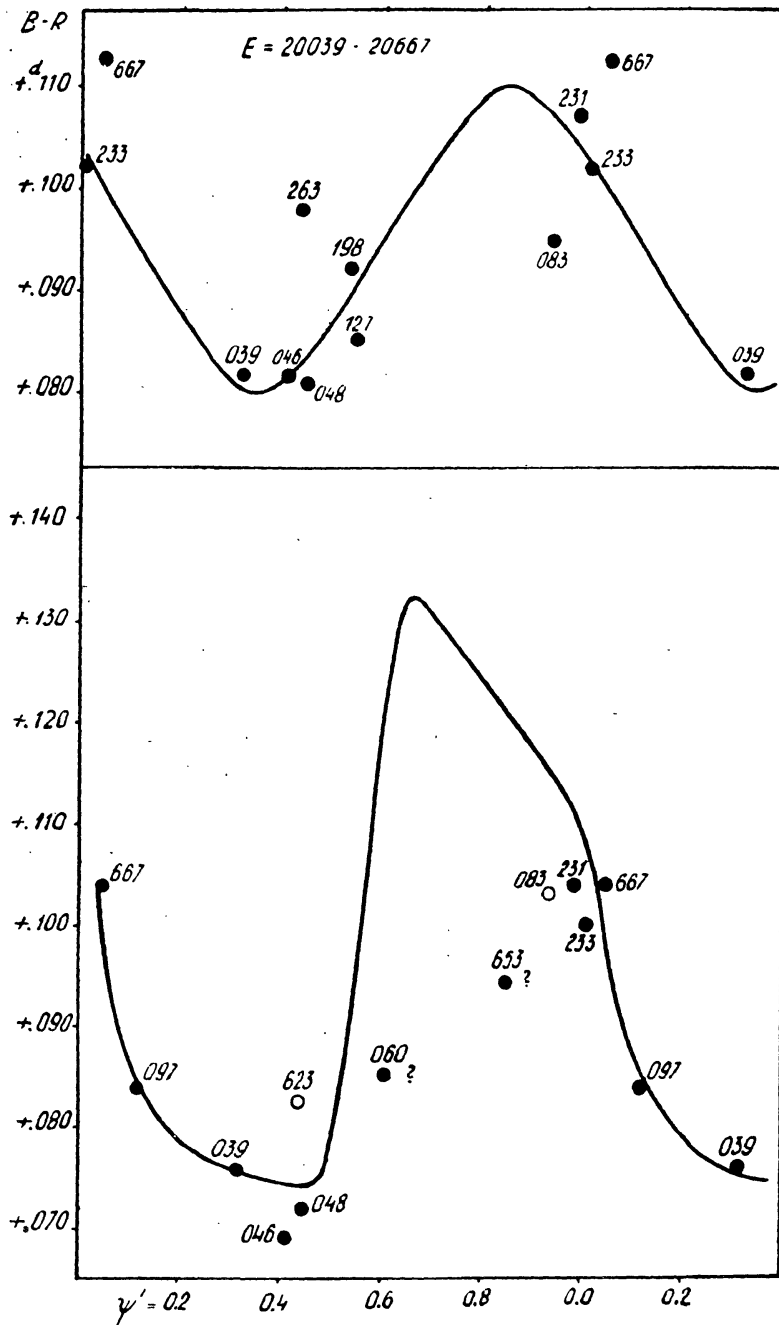


Abb. 17. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße (oben) und des Maximums (unten) nach Beobachtungen von Florja.

$(B-R)_{\text{Max}} = + 0^{\text{d}}.084$ und $E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 18625$. Aus den Maxima kann E mit größerer Genauigkeit bestimmt werden, da eine Beobachtung auf den aufsteigenden Aste der $(B-R)_{\text{Max}}$ -Kurve liegt. Es werden danach $(B-R)_{\text{Max}} = + 0^{\text{d}}.079$ und $E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 18624$ erhalten. Wir nehmen als Mittel

$$\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = + 0^{\text{d}}.082, \quad E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 18624.$$

Die in dem Epochenintervall $E = 20607-21182$ ableitbaren 8 Mittelgrößen und 7 Maxima sind in Abb. 16. dargestellt. Die beiden Ausgleichungen geben in hervorragender Übereinstimmung für $E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} 20798$ bzw. 20797 , und für $\overline{(B-R)}_{\text{Max}} + 0^{\text{d}}.113$ bzw. $+ 0^{\text{d}}.116$. Wir nehmen:

$$\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = + 0^{\text{d}}.115, \quad E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 20797.$$

Die Beobachtungen von Florja. Die $B-R$ der aus den visuellen Stufenschätzungen von Florja [38] bestimmbaren 10 Mittelgrößen und 11 Maxima zeigen eine sehr große Streuung, wenn sie gegen ψ' aufgetragen werden (s. Abb. 17). Es ist darum wohl dem Zufall zuzuschreiben, daß doch aus beiden Diagrammen unsere Ausgleichungen für $E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}}$ und $\overline{(B-R)}_{\text{Max}}$ zu völlig übereinstimmenden Werten führen:

$$\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = + 0^{\text{d}}.106, \quad E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 20202$$

Der Wert von $E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}}$ muß als sehr unsicher betrachtet werden.

Die Beobachtungen von Rybka und Morgentaler. Die photoelektrisch ausgewerteten photographischen Beobachtungen von Rybka und Morgentaler [40] geben 10 Mittelgrößen und 4 Maxima in dem Zeitintervall $E = 23712$ bis 23989 . Die $(B-R)$ -Werte lassen sich, wie Abb. 18. zeigt, sehr gut durch unsere $(B-R)$ -Kurven darstellen. Obgleich die Zahl der Maxima sehr gering ist, kann auch die Lage der $(B-R)_{\text{Max}}$ -Kurve mit genügender Genauigkeit bestimmt werden, da das Maximum für $E = 23749$ auf dem aufsteigenden Aste der Kurve liegt. Wir erhalten aus beiden Diagrammen der Abbildung 18. in vollständiger Übereinstimmung miteinander folgende sehr sichere Daten für die Ungleichheiten der Periode:

$$\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = + 0^{\text{d}}.140, \quad E_{\overline{(B-R)}_{\text{Max}}} = 23752.$$

Nach dieser Bearbeitung des zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterials können wir zusammenfassend feststellen, daß *die kurze Schwankung während des ganzen Zeitraums von $E = 0$ bis $E = 27200$ vorhanden war, und zwar in der aus unseren Beobachtungen abgeleiteten*

Form. (Abb. 4. und 5.) Die wenigen, ungenauen Beobachtungsreihen, für welche dies nicht gilt, widersprechen meistens gleichzeitigen genaueren Beobachtungen. Die Periode der kurzen Schwankung muß aber veränderlich sein, wie schon durch Vergleich der Wendellschen Beobachtungen mit den unsrigen bewiesen wird. Wir untersuchen jetzt auf Grund der von uns abgeleiteten $E \overline{(B-R)}_{\text{Max}}$ -Werte die Änderungen der Periode der kurzen Schwankung.

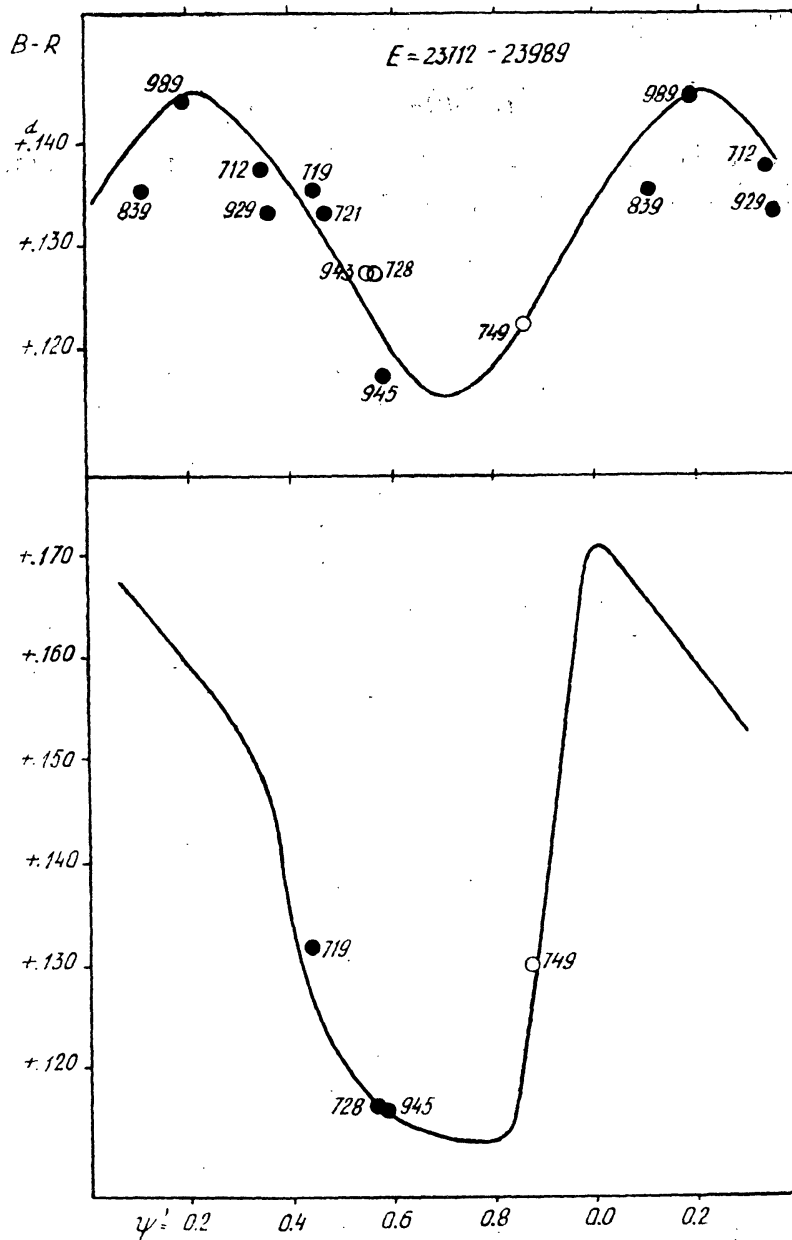


Abb. 18. Die kurzperiodische Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße (oben) und des Maximums (unten) nach den photographischen Beobachtungen von Rybka und Morgentaler.

Die Periode der kurzen Schwankung. In Tabelle IV. haben wir die von uns bestimmten Werte von $E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}}$ zusammengestellt (2. Spalte). Insgesamt stehen uns 22 Epochen zur Verfügung, die zur Untersuchung der Periode der kurzperiodischen Schwankung verwendet werden können.

Wir versuchen zuerst die $E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}}$ durch eine lineare Formel darzustellen. Wir nehmen dabei die schon in Formel (4) verwendete Periode von 71.98 für die kurze Schwankung, da diese ungefähr den Mittelwert der beiden, aus den Wendellschen, bzw. Budapester Beobachtungen sich ergebenden Perioden darstellt. In der vierten Spalte der Tabelle IV. stehen die Abweichungen :

$$\text{Abw. I.} = E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}} - 78 - 71.98 \cdot e \quad (8)$$

wo e die Anzahl der Perioden der kurzen Schwankung bezeichnet. Dieselben Werte sind in Abb. 19. gegen e aufgetragen.

Tabelle IV,

Beobachter	$E_{(\overline{B-R})_{\text{Max}}}$	e	Abw. I	Abw. II	$(\overline{B-R})_{\text{Max}}$	Gewicht
Wendell	235	2	+ 13.0	0.0	+ 0.030	4
"	517	6	+ 7.1	- 4.1	+ 0.028	1
"	804	10	+ 6.2	- 3.3	+ 0.022	1
"	2815	38	+ 1.8	+ 4.2	- 0.013	2
Hertzprung	7179	99	- 25.0	+ 0.2	- 0.052	2
Kiess, Townley	8471:	117	- 28.7	+ 0.8	- 0.048	< 1
Hertzprung	9116	126	- 31.5	0.0	- 0.042	5
Kiess	9192	127	- 27.5	+ 4.0	- 0.045	1
Fessenkoff	10415	144	- 28.1	+ 5.6	- 0.034	1
Haas	15022	208	- 27.8	+ 5.4	+ 0.027	1
Hellerich	16594	230	- 39.4	- 8.1	+ 0.073	1
van Gent	16964	235	- 29.7	+ 0.4	+ 0.065	4
Kukarkin	18624	258	- 24.8	+ 2.3	+ 0.082	1
de Sitter	19423:	269	- 17.6	+ 6.9	+ 0.093	< 1
Florja	20202	280	- 30.4	- 4.1	+ 0.107	1
de Sitter	20725	287	- 11.3	+ 10.6	+ 0.113	2
Kukarkin	20797	288	- 11.2	+ 10.1	+ 0.115	1
Balázs, Detre	23311	323	- 16.5	- 2.9	+ 0.136	2
Rybka, Morgentaler	23752	329	- 7.4	+ 4.5	+ 0.140	4
Balázs, Detre	25121	348	- 6.0	0.0	+ 0.135	5
"	25771	357	- 3.9	- 0.3	+ 0.135	2
"	27146:	376	+ 3.5	0.0	+ 0.131:	< 1

Abb. 19. zeigt eindrucksvoll, daß die Periode der kurzen Schwankung veränderlich ist. Besonders durch die Beobachtungen großen Gewichtes kann eine glatte Kurve gelegt werden, und dies zeigt, daß

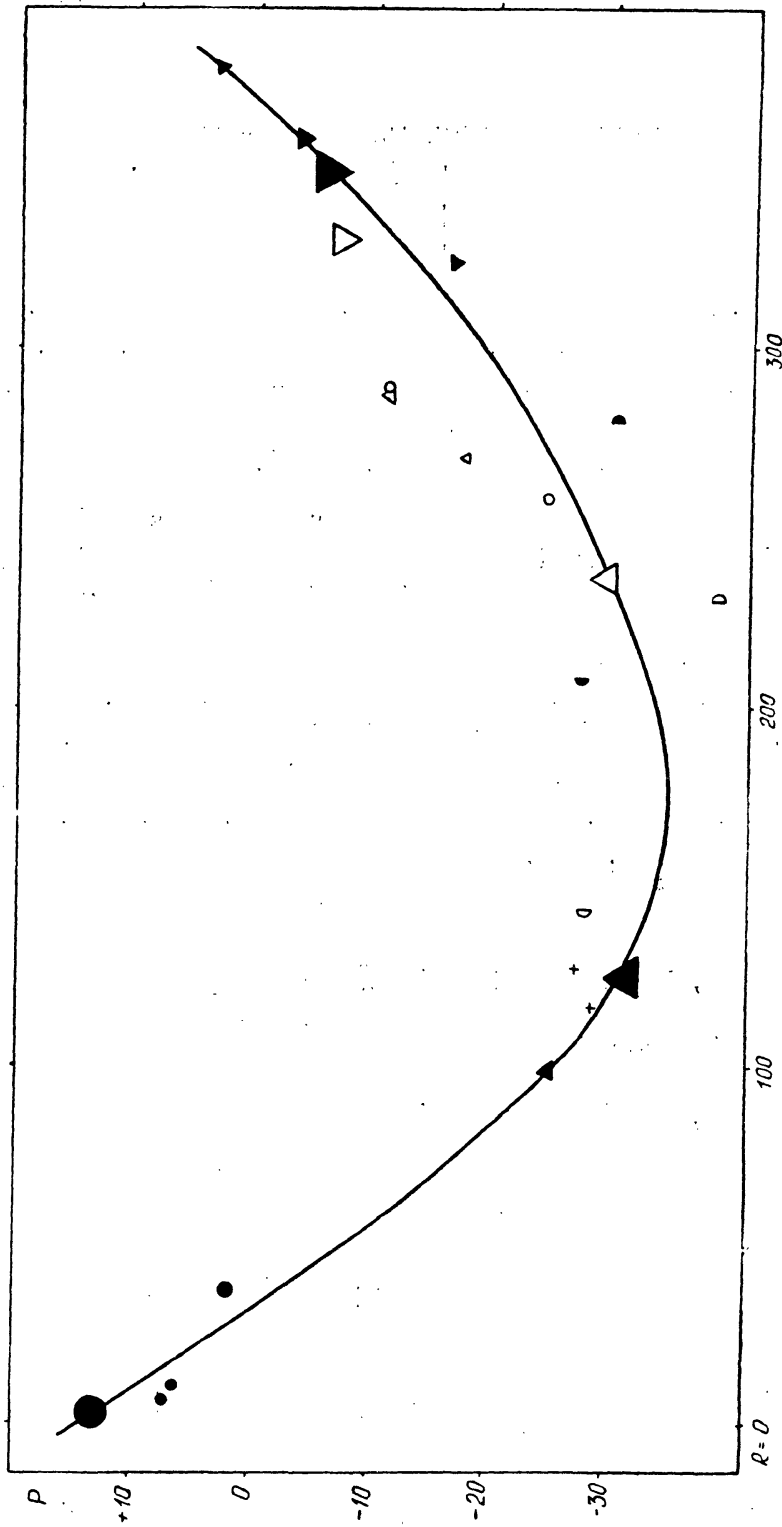


Abb. 19. Die Abweichungen der $E(\overline{P-P}_{\max})$ gegen die Periode von 71.98. Für die einzelnen Beobachter wurden folgende Zeichen benutzt: ● *Wendell*, ▲ *Hertzprung*, + *Kiess*, □ *Fessenkoff*, ● *Haas*, △ *van Gent* und *de Sitter*, D *Hellerich*, ○ *Kuharkin*, D *Florja*, ▽ *Rybka* und *Morgentaler*, ▼ *Balázs* und *Detre*. Die Größe der Zeichen ist dem Gewicht der Beobachtungen proportional.

die Periode sich stetig ändert. Die fünfte Spalte in Tabelle IV. gibt die Abweichungen von dieser ausgleichenden Kurve an. Die mittlere Abweichung beträgt für die Beobachtungen verschiedenen Gewichtes:

Gewicht	Mittl. Abw.	Anzahl
4—5	± 1.0	5
2—3	± 3.6	5
1	± 5.2	9

Größere Abweichungen kommen nur bei Beobachtungen geringeren Gewichtes vor. Es ist natürlich nicht ausgeschlossen, daß die Periode der kurzen Schwankung neben dieser langsamen Änderung noch weiteren kürzeren periodischen oder aperiodischen Änderungen von kleiner Amplitude unterworfen ist. Zur Entscheidung dieser Frage mußte man ein sich auf mehrere Jahrzehnte ausdehnendes homogenes Beobachtungsmaterial besitzen. Gegenwärtig brauchen wir aber neben der in Abb. 19. dargestellten langsamen Änderung keine weiteren Änderungen vorauszusetzen.

Wir haben die Periode der kurzen Schwankung zu den verschiedenen Epochen einfach graphisch aus Abb. 19. abgeleitet. Die erhaltenen Werte sind in Abb. 20. als Kreuze dargestellt. Danach war die Periode der kurzen Schwankung seit den Beobachtungen von Wendell ständig im Wachsen. Die Ausgleichung kann roh durch eine reine Sinuskurve erfolgen, nach der P_* , die Periode der kurzen Schwankung als Funktion von e folgendermaßen ausgedrückt werden kann:

$$P_* = 71.83 + 0.54 \sin 0.30 (e-136) \quad (9)$$

Oder als Funktion von E :

$$P_* = 71.83 + 0.54 \sin 0.004168 (E-9870) \quad (9a)$$

Diese Formeln hätten wir übrigens auch aus einer Darstellung der Werte von $E_{(B-R)_{\text{Max}}}$ durch die Näherungsformel

$$E_{(B-R)_{\text{Max}}} = 167.9 + 71.83 e^{-103.1} \cos 0.30 (e-136) \quad (10)$$

ableiten können.

Nach (9) ändert sich P_* zwischen den Grenzen $71.29 = 40.41$ und $72.37 = 41.02$ mit einer Periode von dem 1200-fachen ihres Wertes, d. h. von 86370 Lichtwechselperioden, also ungefähr 134 Jahren. Der Mittelwert von P_* beträgt $71.83 = 40.71$. Da noch nicht einmal eine halbe Periode dieser Periodenänderung seit den ersten Beobachtungen des Sternes abgelaufen ist, sind diese Werte nur als provisorisch zu betrachten, da es nicht garantiert werden kann, daß die Änderung von

P_* auch weiterhin der Formel (9) folgen wird. *Gesichert ist bis jetzt nur, daß die Periode der kurzen Schwankung sich stetig ändert, und zwar hat sie, seitdem der Stern unter Beobachtung steht, von $40^d.54$ auf $41^d.03$ zugenommen. Die Zunahme von P_* ist nicht gleichmäßig mit der Zeit.*

Unsere Resultate stehen mit denjenigen von *Prager* [24] bis zur Zeit seiner Beobachtungen in voller Übereinstimmung. *Prager* hat auch auf

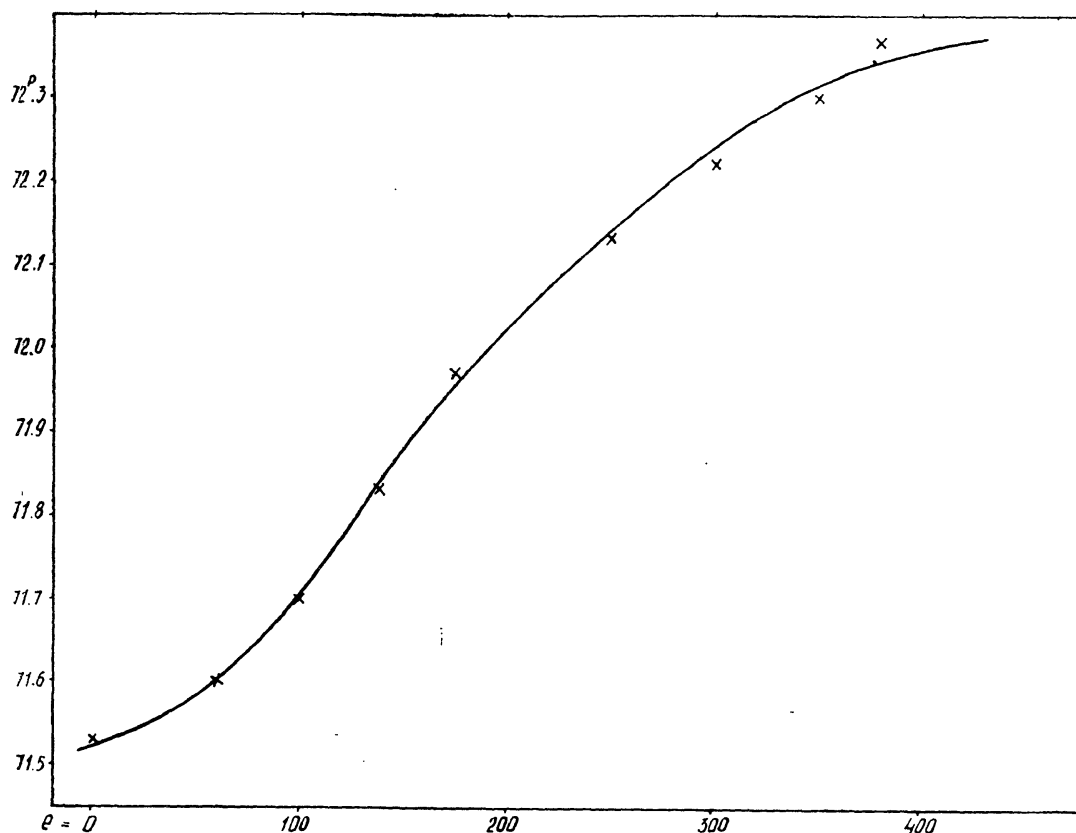


Abb. 20. Die Änderung der Periode der kurzen Schwankung in Einheiten der Hauptperiode $P = 0^d.5668$ ausgedrückt. Die Kreuze stellen aus Abb. 19. graphisch bestimmte Werte dar, die ausgleichende Kurve ist nach Formel (9) gezeichnet.

die Änderung von P_* hingewiesen, seine, unter Annahme einer säkularen Änderung abgeleitete Formel für P_* ist aber nicht mehr gültig.

Die Änderungen der Hauptperiode. Die kurze Schwankung darf nicht als eine kurzperiodische Veränderlichkeit der Hauptperiode von $0^d.567$ angesehen werden. In der nächsten Mitteilung werden wir zeigen, daß sie durch die Interferenz der Hauptperiode mit einer etwas kürzeren sekundären Periode zustande kommt. Die Periode der kurzen Schwankung ist eigentlich die Periode der Schwebung, die durch die Interferenz der beiden nahe gleich langen Perioden entsteht.

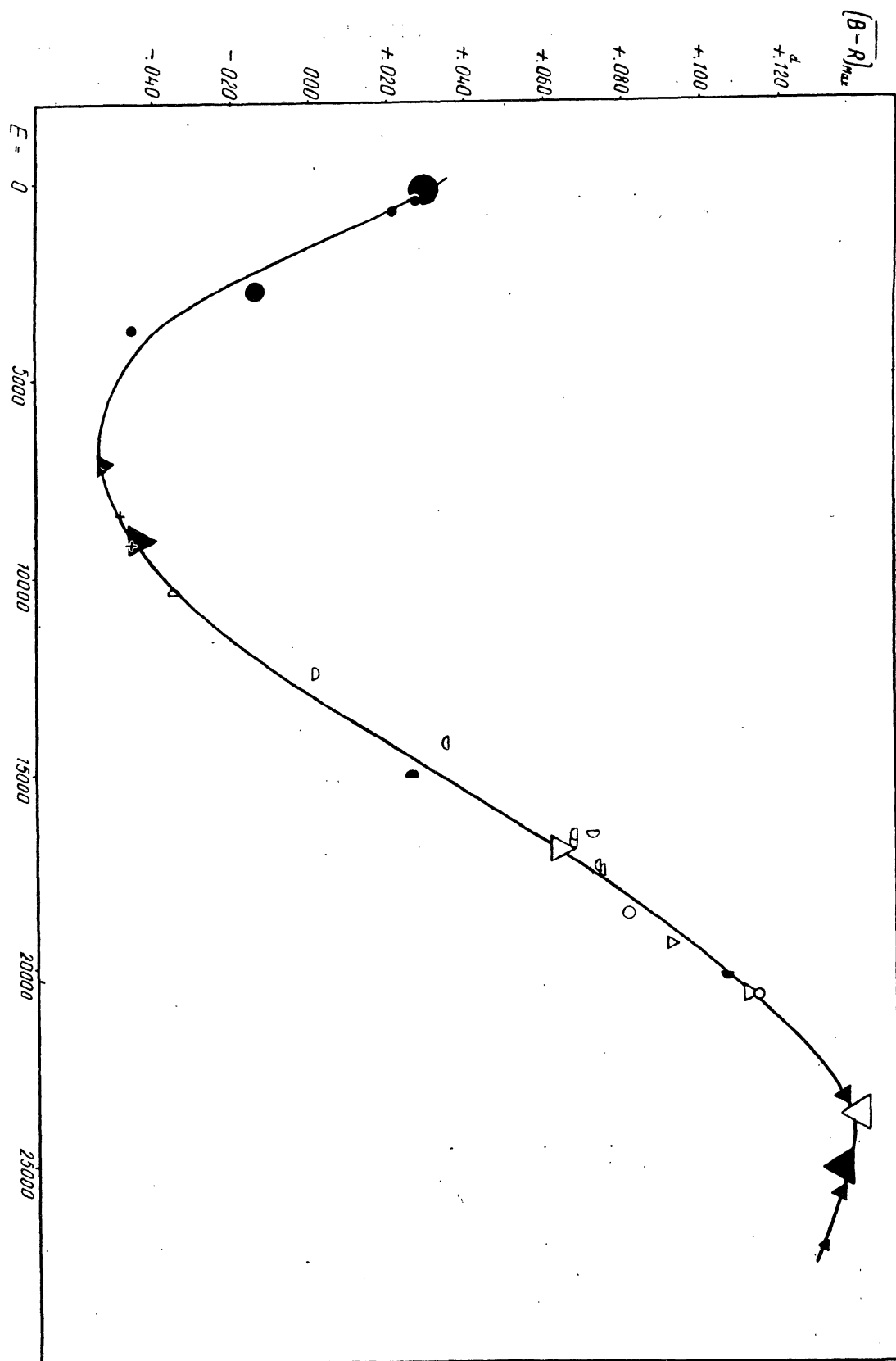


Abb. 21. Die Werte von $(B-R)_{\text{max}}$ in Abhängigkeit von E . Für die einzelnen Beobachter wurden dieselben Zeichen wie in Abb. 19. benutzt, außerdem noch \square für Zacharov und \triangle für Leiner.

Die Hauptperiode zeigt nur sehr langsame Änderungen. Für die Untersuchung dieser Änderungen stehen uns die $(B-R)_{\text{Max}}$ -Werte aus Tabelle IV., weiter die aus den Beobachtungen von Leiner und Zacharov ermittelten $(B-R)_{\text{Max}}$ -Werte auf S. 29. und 32. zur Verfügung. Die kurze Schwankung ist aus diesen Daten natürlich schon eliminiert.

In Abb. 21. sind insgesamt 29 $(B-R)_{\text{Max}}$ -Werte gegen E aufgetragen. Sie lassen sich ziemlich befriedigend durch folgende Formel darstellen :

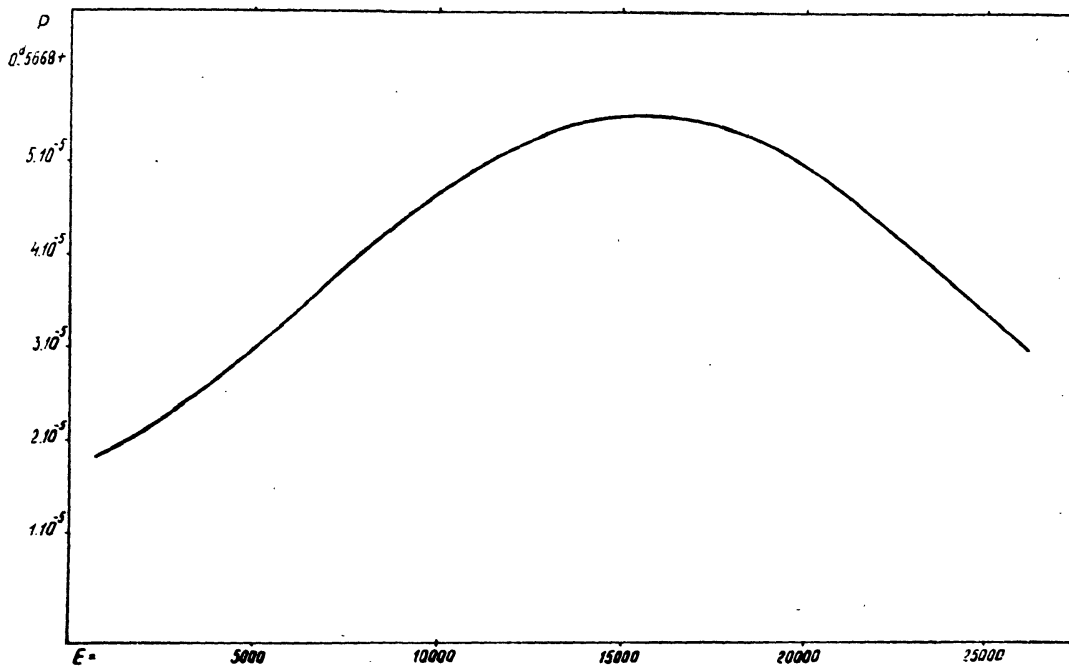


Abb. 22. Der Wert der Hauptperiode zu den verschiedenen Epochen nach Formel (13).

$$\overline{(B-R)}_{\text{Max}} = +0.079 - 0.00000235 \cdot E + 0.116 \cdot \sin 0.00989 (E - 15500) \quad (11)$$

Dementsprechend erhalten wir für die Zeitpunkte der Maxima nach Elimination der kurzen Schwankung statt (1) :

$$t^{\text{max}} = 2414856.529 + 0.56683500 \cdot E + 0.116 \cdot \sin 0.00989 (E - 15500) \quad (12)$$

Für den Wert der Hauptperiode P zu der Epoche E ergibt sich daraus :

$$\begin{aligned} P(E) &= t^{\text{max}} (E + 1) - t^{\text{max}} (E) = \\ &= 0.56668350 + 0.0000200 \cdot \cos 0.00989 (E - 15500) \end{aligned} \quad (13)$$

Danach ändert sich die Hauptperiode zwischen den Grenzen 0.5668150 und 0.5668550 in einer Periode von $36400^{\text{P}} = 20633^{\text{d}} = 56.5$ Jahren.

Abb. 22. zeigt den jeweiligen Wert der Hauptperiode nach (13) gerechnet. Die Amplitude der Periodenänderung beträgt $0.00004 = 3^p45$.

Diese Elemente müssen noch als vorläufige angesehen werden. Zuerst ist es fraglich, ob die Periodenänderung wirklich streng periodisch ist und wenn ja, dann kann erst nach dem Ablauf einer vollen Periode entschieden werden, ob die hier stillschweigend gemachte Voraussetzung, die Periodenänderung sei rein harmonisch, zutrifft oder nicht. Selbst die Länge der mittleren Periode ist von dieser Voraussetzung abhängig. Dieselbe wurde nämlich durch die Forderung erhalten, daß das ihr entsprechende $[(B-R)_{\text{Max}}, E]$ -Diagramm eine um die vertikale Achse symmetrische ausgleichende Kurve ergibt. Diese Forderung ist aber in der Wirklichkeit nur dann erfüllt, wenn die große Ungleichheit der Hauptperiode rein harmonisch ist.

Für die lange Schwankung der Hauptperiode haben schon früher Prager [11], Shapley [12], Schütte [17] und Zacharov [18] eine rein harmonische Formel eingeführt. Jede neue Bearbeitung verlangte eine Vergrößerung der Periode der langen Schwankung. Während Prager und Shapley eine Periode von nur 12000 Lichtwechselperioden ableiteten, erhielt Schütte eine Periode von 16000, Zacharov eine von 23000 Lichtwechselperioden. Eine spätere Bearbeitung von Prager ergab endlich eine weitere Vergrößerung der langen Schwankung auf 23230 Perioden. Aber auch dieser Wert ist wesentlich kleiner als der von uns erhaltene. Wir sind den früheren Bearbeitern gegenüber in der günstigen Lage, das Maximum der $[(B-R)_{\text{Max}}, E]$ -Kurve durchbeobachtet zu haben.

Hellerich versuchte die Epochen unter der Annahme darzustellen, daß nur eine einmalige sprunghafte Änderung der Periode in der Umgebung der Epoche $E = 7000$ stattgefunden hat [21]. Diese Idee kann erst jetzt mit Bestimmtheit zurückgewiesen werden, bezw. müßte man einen zweimaligen Sprung um $E = 23000$ annehmen. Nach Abb. 21. erscheint uns viel wahrscheinlicher, daß die Periode sich stetig ändert.

Auf Grund der Abb. 21. können wir aus den Werten von $B-R$ in Tab. I. die langsame Periodenänderung eliminieren. Dann werden die von der kurzperiodischen Schwankung allein herrührenden $(B-R)_k$ -Werte in der 7. Spalte der Tabelle I. erhalten. Mit Hilfe der Abb. 19. kann anderseits ψ , die Phase der kurzen Schwankung, ausgedrückt in Einheiten der jeweiligen Periode derselben bestimmt werden. Wir haben die diesbezüglichen Rechnungen nur für die genaueren Beobachtungsreihen durchgeführt und die erhaltenen Werte in Abb. 23. dargestellt. Die ausgleichende Kurve weicht nur unwesentlich von der aus den Budapest-Beobachtungen allein erhaltenen in Abb. 4. ab. Das von de Sitter beobachtete Maximum zu der Epoche 19418 fällt aber aus dem Diagramm vollständig heraus und wurde darum nicht eingezeichnet. Entweder ist

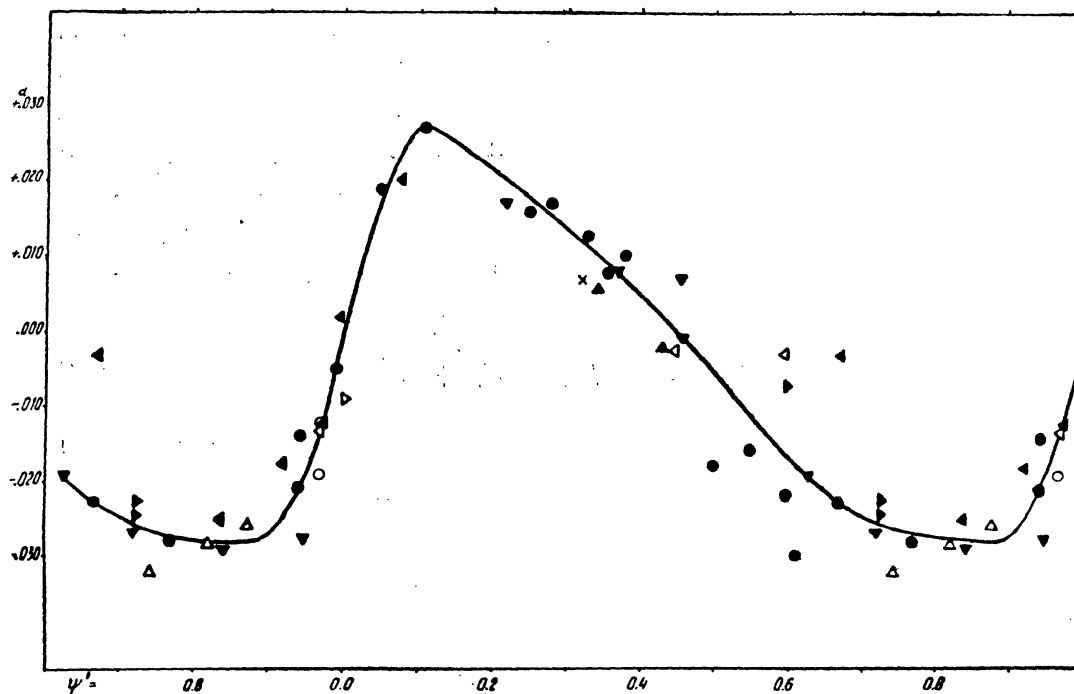


Abb. 23. Die kurze Schwankung des Zeitpunktes des Maximums nach Beobachtungen von Wendell (▲), Hertzsprung (▼), Shapley (×), Rybka und Morgentaler (►) und nach den Leidener (◄) und Budapester (●) Beobachtungen. Leere Zeichen stellen unsichere Werte dar.

der von uns bestimmte Zeitpunkt des Maximums sehr ungenau, was wohl möglich ist, da das Maximum nicht genügend durchbeobachtet war; oder weist die Periode der kurzen Schwankung neben der langsamen Änderung noch geringere Ungleichheiten von kürzerer Dauer auf.

Die sekundäre Periode und ihre Veränderlichkeit. Wie schon erwähnt wurde, wird in der nächster Mitteilung durch eine Analyse der Lichtkurvenänderungen gezeigt, daß die kurze Schwankung durch die Interferenz zweier nahe kommensurabler Perioden entsteht. Die Periode der kurzen Schwankung P_k stellt damit die Periode der entstehenden Schwebung dar. Eine der interferierenden Perioden ist P , die Hauptperiode. Die zweite «sekundäre Periode» ergibt sich dann wie bekannt aus P und P_k durch die Formel

$$P_n = \frac{P}{n \pm 1/P_k} \quad (14)$$

wo P_k in Einheiten der Hauptperiode ausgedrückt ist und n eine ganze Zahl ist.

Sterne hat zum erstenmal einen Versuch unternommen [43], an dem Beobachtungsmaterial von van Gent und Zacharov nachzuprüfen, ob die Abweichungen von der mittleren Lichtkurve eine Periodizität

P_* enthalten. Er hat kein eindeutiges Resultat bekommen: aus den photographischen Beobachtungen ergab sich $n = 3$, aus den visuellen $n = 2$. Man muß aber bedenken, daß Sterne seine Untersuchung mit dem von de Sitter abgeleiteten falschen Wert von $P_* = 67.4$ durchgeführt hat und so ist sein negatives Resultat nicht verwunderlich.

Nach unseren Resultaten muß in (14) $n = 1$ und das positive Zeichen genommen werden. Als sekundäre Periode ergibt sich also:

$$P_1 = \frac{P}{1 + 1/P_*} = \frac{P_*}{P_* + 1} \cdot P \quad (15)$$

Da sowohl P als auch P_* mit E veränderlich sind, so muß auch P_1 veränderlich sein.

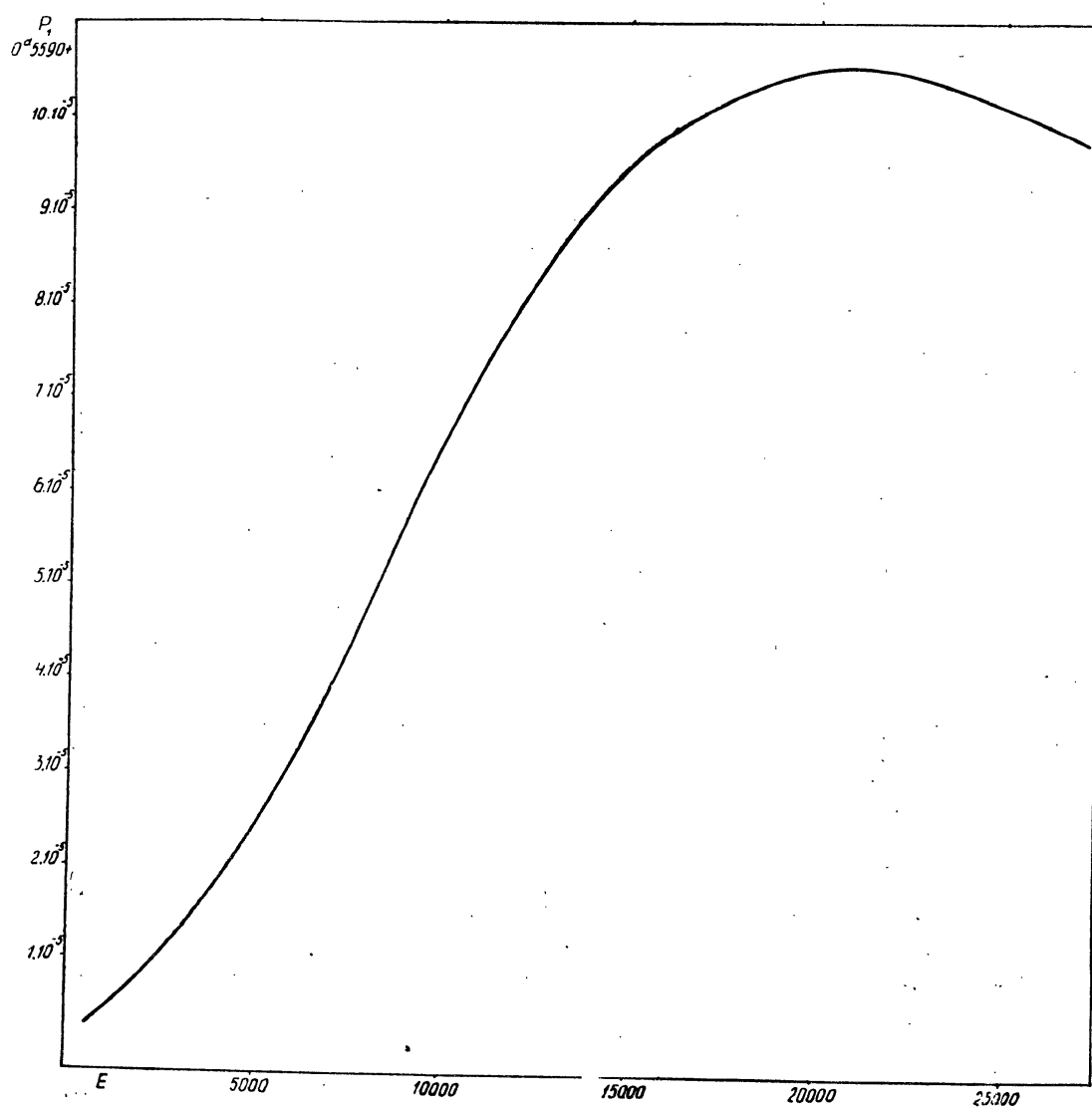


Abb. 24. Der Wert der sekundären Periode zu den verschiedenen Epochen.

Wir haben für einige Epochen P , P_k und dann nach (15) P_1 berechnet und die erhaltenen Werte in Tabelle V. zusammengestellt. Abb. 24. zeigt die Änderung von P_1 mit E in demselben Maßstab, wie Abb. 22. für P . Man kann folgende Näherungsformel benutzen, als die zwei ersten Glieder einer Fourier-Entwicklung :

$$P_1 = 0^d.5590512 + 0^d.0000546 \sin 0^{\circ}.0072 (E-8400) + \\ + 0^d.0000030 \sin 0^{\circ}.0144 (E-8400) \quad (17)$$

Danach ändert sich P_1 zwischen den Grenzen $0^d.5589966$ und $0^d.5591058$ in einer Periode von rund 50000 Lichtwechselperioden = $28340^d = 77.7$ Jahren. Die Amplitude der Periodenänderung beträgt $0^d.0001092 = 9^s.42$.

Tabelle V.

E	P	P_k		$\frac{P_k}{P_k + 1} = \frac{P_1}{P}$	P
500	$0^d.5668$ 180	$71^P.527$	$40^d.543$	0.986 2120	$0^d.5590$ 027
2500	0.5668 220	71.560	40.562	0.986 2183	0.5590 102
4500	0.5668 283	71.603	40.587	0.986 2265	0.5590 211
6500	0.5668 351	71.674	40.627	0.986 2399	0.5590 354
8500	0.5668 422	71.762	40.678	0.986 2566	0.5590 519
10500	0.5668 479	71.864	40.736	0.986 2758	0.5590 684
12500	0.5668 524	71.953	40.787	0.986 2926	0.5590 823
14500	0.5668 545	72.025	40.828	0.986 3061	0.5590 921
15500	0.5668 550	72.064	40.850	0.986 3134	0.5590 967
16500	0.5668 545	72.091	40.865	0.986 3184	0.5590 990
18500	0.5668 524	72.153	40.900	0.986 3300	0.5591 035
20500	0.5668 479	72.211	40.933	0.986 3409	0.5591 053
22500	0.5668 422	72.260	40.960	0.986 3500	0.5591 048
24500	0.5668 351	72.301	40.983	0.986 3576	0.5591 021
26500	0.5668 283	72.331	40.999	0.986 3632	0.5590 986
27500	0.5668 254	72.339	41.004	0.986 3647	0.5590 966

Auch diese Elemente dürfen nur als vorläufige betrachtet werden. Im allgemeinen müssen die Formeln (9a), (13) und (17) nur als interpolatorische Darstellungen der Beobachtungsergebnisse angesehen werden, die wohl nur für den Zeitraum der Beobachtungen Gültigkeit besitzen. Wir haben sogar schon jetzt einen Beweis dafür, daß diese Formeln für längere Zeiten nicht brauchbar sind. Wenn nämlich die Periode der Periodenänderung für P gleich 56.5 Jahren, für P_1 gleich 77.7 Jahren ist, so kann die Änderung von P_k nach (15) nicht eine Periode

von 134 Jahren besitzen, sondern nur eine viel längere von etwa 621.5 Jahren, da $11 \times 56.5 \sim 9 \times 77.7 \sim 621.5$ ist.

Mit Bestimmtheit können wir nur soviel behaupten: *Bei RR Lyrae sind zwei nahe gleiche Perioden vorhanden,*

$$P = 0^d.5668 \quad \text{und} \quad P_1 = 0^d.5590$$

die beide langsam veränderlich sind. Wenn diese Periodenänderungen periodisch sind, so ist die Länge ihrer Perioden von mehreren Jahrzehnten, aber sicher länger als 45 Jahre. Da im Verlauf dieser Periodenänderungen auch das Verhältnis P_1/P sich ändert, so ist auch P_ , die Periode der durch die Interferenz der beiden nahe gleichen, kurzen Perioden hervorgerufenen Schwebung veränderlich.*

Mehr können wir vorläufig von den Perioden der Periodenänderungen nicht feststellen, nicht einmal soviel, ob die beiden langen Perioden einander gleich oder voneinander verschieden sind. Man wird mindestens noch einige Jahrzehnte abwarten müssen, um über den Verlauf der großen Ungleichheit von P und P_1 mehr aussagen zu können als heute möglich ist.

VERZEICHNIS DER LITERATUR ÜBER RR LYRAE.

1. E. C. Pickering: Sixty-four new variable stars. Harvard Circ. 54. A N 154. 425. 1901. Anzeige der Entdeckung durch W. P. Fleming auf einer Harvard-Platte vom 13. Juli 1899. Vorläufige Bezeichnung 34. 1901. Erste Elemente aus 13 Aufnahmen. $P = 0^d.5668$, $A = 0^m.83$.
2. O. C. Wendell: Photometric observations. Harv. Ann. 69. Part. I. 45. 1909; Part II. 124. 1914. Visuelle Beobachtungen mit dem am 15-Zöller aufmontierten Polarisationsphotometer. 241 Größenangaben für 41 Tage 20. 7. 1899—14. 1. 1902, 61 Größenangaben an 11 Tagen 29. 10. 1903—25. 9. 1907. Grenzen des Lichtwechsels $7^m.2$ — $8^m.1$.
3. E. Hartwig: Ortsbestimmungen und Mitteilungen zu neuen veränderlichen Sternen. A N 156. 369. 1901. Nur 3 Schätzungen an 13. 7, 3. 8 und 8. 8. 1901. (S. noch Bamb. Ver. 1. 491. 1910.)
4. Lau: B A 22. 41. 2 vereinzelte Helligkeitsangaben 9. 7 und 11. 7. 1904. Farbe und Ort.
5. E. Hertzsprung: V J S der A G 46. 164; 229. 1911. Verbesserte Periode: $0^d.56682$.
6. H. v. Zeipel: Ergebnisse von Photometerbeobachtungen veränderlicher Sterne kurzer Periode. A N 177. 369. 1908. Messungen mit dem Zöllner-Photometer an 38 Tagen 10. 11. 1906—1. 1. 1908.
7. V. Fontana: Osservazioni fotometriche di RR Lyrae. Mem. Spettr. It. (2) 2. 181. 1913. Keilphotometermessungen an 12 Tagen 11. 5.—2. 7. 1912.

8. *C. C. Kiess*: The cluster variable RR Lyrae. Lick Bull. 232. 1913. Zusammenstellung von 170 photometrischen Messungen von *S. D. Townley* und *Kiess* an 12 Tagen 20. 8.—18. 11. 1912. $P = 0^d.566826$. Radialgeschwindigkeitsmessungen, spektroskopische Elemente.

9. *C. Martin* u. *H. C. Plummer*: On the short-period variable RR Lyrae. M N 75. 566. 1915. 108 photographische Beobachtungen an 30 Tagen 31. 10. 1913—16. 11. 1914 ausgewertet durch Messungen der Durchmesser. Belichtungszeit je 20^m. Neue Elemente mit quadratischem Glied:

$$\text{Max.} = 2414856.470 + 0^d.566798 \cdot E + 0^d.33 \times 10^{-8} \cdot E^2$$

10. *H. Shapley*: Oscillations in the periods of cluster variables and the coincidence of visual and photographic maxima. Publ. A A S 3. 16. 1913. Pop Astr 22. 144. 1914. (Sind hier nicht zugänglich.)

11. *R. Prager*: Sitzb. Ak. Berlin 8. 216. 1916. Zusammenstellung von 39 Maxima. Neue Elemente mit Sinusglied. $\bar{P} = 0^d.5668322$, Sinusglied mit Periode von 12000 Lichtwechselperioden. Hinweis auf eine 40 tägige Schwankung der Periode in der Wendellschen Beobachtungsreihe.

12. *H. Shapley*: On the changes in the spectrum, period and light-curve of the Cepheid variable RR Lyrae. Ap J 43. 217. Mt. Wilson Contr. 112. 1916. Objektivprismenspektren am 10" Cooke-triplet. Änderung des Spektraltypus B 9—F 2. 28 Helligkeitsmessungen mit einem Polarisationsphotometer. Bearbeitung von Messungen früherer Beobachter. Periode der kurzperiodischen Schwankung 40^d, Amplitude derselben 37^m, Langperiodische Ungleichheit mit Periode von 10600 Lichtwechselperioden = 16. 5 Jahren, mit einer Amplitude > 1^h. (S. noch Ap J 44. 273. Mt. Wilson Contr. 124, Mt. Wilson Comm. 21. u. 27. 1916.)

13. *E. Hertzsprung*: Bestätigung der Eigenbewegung von RR Lyrae. A N 196. 208. 1913. Auffallend große jährliche E B von 0".22 im Positionswinkel 207°.3.

14. *C. C. Kiess*: The visual and photographic light variations of RR Lyrae. Laws Bull. 2. 85. No. 22. 1915. 142 visuelle Beobachtungen mit dem Polarisationsphotometer und 234 photographische Beobachtungen, ausgemessen mit dem Mikrophotometer. Neue Elemente:

$$\text{Max.} = 2414856.4891 + 0^d.5668265 \cdot E + 0^d.492 \times 10^{-9} \cdot E^2$$

15. *E. Hertzsprung*: Photographic observations of RR Lyrae from plates taken at Potsdam 1910—1913. B A N 1. 139. Obs. 45. 209. 1922. Intrafokale Aufnahmen mit dem Zeiß-Triplet $a = 15$ cm, 1:10. Insgesamt 1088 Expositionen. Periode der kurzperiodischen Schwankung 40^d.6. Veränderlichkeit der Lichtkurve.

16. *W. J. Luyten*: Observations of variable stars. Leiden Ann 13. 2. p. 44. 1922. 231 visuelle Stufenschätzungen. Sehr unsichere Beobachtungen.

17. *K. Schütte*: Photographisch—photometrische Beobachtungen von Veränderlichen. A N 218. 161. 1923. 34 Aufnahmen. Neue Elemente:

$$\begin{aligned} \text{Max} = & 2414856.444 + 0^d.56683449 \cdot E + 0^d.0448 \sin [0^o.0225 (E + 5500)] + \\ & + 0^d.0055 \sin [0^o.111 (E - 1700)]. \end{aligned}$$

18. *G. Zacharov*: Der Veränderliche RR Lyrae, seine Periode, Helligkeitskurve und das Tikhoff-Nordmannsche Phänomen. A N **225**. 131. 1925. 220 visuelle Schätzungen.

19. *B. Fessenkoff*: Sur la courbe d'éclat de RR Lyrae. A N **222**. 121. 1924. 88 Messungen mit dem Zöllnerphotometer.

20. *Leiner* Weltall **25**. 41. 737 visuelle Schätzungen, mitgeteilt von Prager in [24].

21. *J. Hellerich*: Über den Lichtwechsel von RR Lyrae. A N **227**. 133. 1926. 167 visuelle Stufenschätzungen. Darstellung aller Epochen unter der Annahme, daß nur eine einmalige, sprunghafte Änderung der Periode in der Umgebung der Epoche $E = 7000$ stattgefunden hat :

$$\text{Max.} = 2414856.480 + 0^d.56682069 \cdot E, \quad E < 7000$$

$$\text{Max.} = 2414856.268 + 0^d.56685169 \cdot E \quad E > 7000$$

22. *P. Gerasimovic*: La courbe photographique de RR Lyrae. Ann. sc. des inst. math. de l'Ukraine. 1926. 145. 169 Beobachtungen. Ist mir nicht zugänglich.

23. *J. Haas*: Photometrische Beobachtungen von V Arietis und RR Lyrae. A N **226**. 313. 1926. 210 Messungen mit dem Zöllnerphotometer.

24. *R. Prager*: Der Veränderliche RR Lyrae. Babelsberg Ver. V. Heft 4. 1926. 160 Aufnahmen mit einer kurzbrennweitigen Kamera, zum Teil gleichzeitig mit den visuellen Messungen von Haas. Gleichzeitigkeit des photographischen und visuellen Maximums. Neue Elemente :

$$\begin{aligned} \text{Mittelgröße} = & 2414856.4083 + 0^d.56683735 \cdot E - 0^d.0693 \cdot \sin [0^o.0155 (E-1200)] \\ & + 0^d.0086 \sin [0^o.0554 (E-325)] \end{aligned}$$

Eingehende Untersuchung der kurzperiodischen Schwankung und der Veränderlichkeit der Lichtkurve.

25. *Van der Bilt*: Observations d'étoiles variables faites à l'Observatoire d'Utrecht. J O. **9**. 158. 1926. 259 visuelle Stufenschätzungen.

26. *A. Tass*. Budapest Publ. **2**. 216. 1926. 4 Beobachtungen.

27. *G. Zacharov*. Publ. Tachkent. No. 2. 1927. 770 Beobachtungen. Ist hier nicht zugänglich.

28. *R. F. Sanford*. a) On the period and radial velocity of the cluster-type variable RR Lyrae. Ap J. **67**. 319. Mt. Wilson Contr. 351. 1928. 29 Mt. Wilson Spektrogramme.

b) Note on the radial velocity of the cluster-type variable RR Lyrae. Ap J. **69**. 240. 1929.

c) Radial velocities of RR Lyrae in 1928, 1929 and 1930. Ap J. **81**. 149. Mt. Wilson Contr. 510. 1935. 20 Spektrogramme.

29. *W. Collmann*: Beobachtungen von Veränderlichen. A N **238**. 389. 1930. 72 Beobachtungen.

30. *A. de Sitter*: Photographic photometry of RR Lyrae on plates taken by J. Schilt, H. van Gent and the writer. B A N **6**. 215. 1932. Insgesamt 2484 Aufnahmen. Periode der kurzen Schwankung $38^d.21 = 67^p.412$,

mit der Amplitude $0^d.020$. Bildliche Darstellung der langsamen Periodenänderung.

31. *B. W. Kukarkin*: Untersuchungen über die RR Lyrae-Sterne XXXV. RR Lyrae. Veränderliche Sterne Gorki Bd. IV. 269. 1933. Mit Hilfe eines Prismenglases von Zeiß ausgeführte Schätzungen in den Jahren 1927—1932. Anzahl der Beobachtungen: 1054. Mittlere Lichtkurve: $A = 0^m.51$ ($7^m.27$ — 7.78), $M - m = 0^p.22 = 0^d.125$. Zusammenstellung aller verfügbaren Zeitpunkte der Mittelgrößen. Bildliche Darstellung der langsamen Periodenänderung.

32. *L. V. Robinson*: The light curves of cepheid variables. Harvard Ann. 90. p. 49; 61; 72. 1933. Schätzungen an mehr als 3000 Harvard-Platten. Bildliche Darstellung der Lichtkurvenänderungen und der langsamen Periodenänderung.

33. *T. E. Sterne*: The errors of period of variable stars. III. The irregularities of period of the cluster-type variable star, RR Lyrae. Harvard Circ. 387. p. 5. Beste Approximation zu einer konstanten Periode: $P = 0^d.56684186$. Hinweis darauf, daß die von de Sitter für die kurze Schwankung gefundene Periode von $38^d.21$ durch eine Selektion der Beobachtungsdaten bedingt ist. In Wirklichkeit ist die Periode nicht exakt und veränderlich.

34. *H. Kox*: Photographische und photovisuelle Beobachtungen von δ Cephei-Sternen. A N 256. 21. 1935. Grenzen des photographischen Lichtwechsels: $7^m.32$ — $8^m.31$, diejenigen des photovisuellen Lichtwechsels $7^m.21$ — $7^m.90$.

35. *J. Hellerich*: Photographische Beobachtungen von δ Cephei-Veränderlichen. A N 256. 221. 1935. 72 Aufnahmen mit einem Rüd-Kino-Objektiv $f = 10$ cm, $1:4.5$, ausgewertet am Rosenbergschen Mikrophotometer.

36. *C. Krebs*: Beobachtungen von Veränderlichen. A N 261. 109. 1936. 48 Stufenschätzungen.

37. *Nijland*: Observed Maxima of Cepheids. B A N 7. 248. 1936. 11 Maxima für RR Lyrae: 242 3673.674, 3922.516; 4228.584; 4448.542, 4618.589, 4834.570, 4979.699, 5322.626, 5373.625; 5503.415; 5541.421. Große Abweichungen gegen gleichzeitige andere Beobachtungen.

38. *N. Florja*: RR Lyrae. Veränderliche Sterne Gorki V. 55. 1936. 679 Beobachtungen 1929—1933. Skizze der langsamen Periodenänderung.

39. *J. W. Evans*: Some photoelectric observations of RR Lyrae. Harv. Bull. 905. p. 28. 1937. Photoelektrische Beobachtungen am 60 cm Reflektor der Oak Ridge Station der Harvard-Sternwarte.

40. *E. Rybka* and *J. Morgentaler*: Photographic photometry of RR Lyrae. Contr. Astr. Obs. of Lwów Univ. Nr. 6. p. 1. 1937. 185 Aufnahmen 8. 5.—20. 10. 1936. ausgewertet am Schilt-Photometer.

41. *A. H. Joy*: Radial velocity of 67 variable stars of the RR Lyrae-type. Publ. A S P 50. 302. 1938. Mittlere RG = -69 km/sec.

42. *J. Hellerich*: Photometrische Elemente einiger δ Cephei Veränderlichen. A N 264. 249. 1938.

43. *T. E. Sterne*: The higher modes of RR Lyrae. Publ. A A S. 9. 57. 1938. Den Betrachtungen liegt die de Sittersche fehlerhafte sekundäre

Periode $38^d.2$ zugrunde. So sind die einander widersprechenden Resultate erklärbar.

Weitere kurze Mitteilungen: 44. *Parenago*: «Veränderliche Sterne» Gorki. No. 25—26. 31 Beobachtungen. 45. *Hacar* B Z 14. 2. : 1 Mittelgröße. 46. *Kanamori*: Kyoto Bull. 247. 21 Beobachtungen. 47. *Okunev* Russ. A J 9. 211. Harmonische Analyse der Radialgeschwindigkeitskurve. 48. *Van Maanen* P A S P 32. 335; Mt. Wilson Contr. 204. Parallaxe. 49. *Fuß* A N No. 5213; 5260. E B und Parallaxe. 50. *Wilson* A J No. 821. E B und Parallaxe. 51. *Bok* und *Boyden*. Harv. Bull. 893. p. 4. 1933. E B: $\mu_\alpha \cos \delta = -0''.117$, $\mu_\delta = -0''.190$.

Siehe noch die zusammenfassende Darstellung von *J. Hellerich* in G. u. L. II. S. 224—6. 1936.

Budapest—Svábhegy, 30. Dezember 1942.

Kiadja a Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet.
Stephaneum nyomda Budapest. Felelős: ifj. Kohl Ferenc.

A SVÁBHEGYI
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN DER
STERNWARTE
BUDAPEST-SVÁBHEGY

Nr. 18.

JULIA BALÁZS UND L. DETRE

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE PERIODEN- UND LICHT-
KURVENÄNDERUNGEN VON KURZPERIODISCHEN
 δ CEPHEI STERNEN. IV. DIE SEKUNDÄREN HELBIGKEITS-
SCHWANKUNGEN VON RR LYRAE

BUDAPEST

1943

VIZSGÁLATOK RÖVIDPERIÓDUSÚ δ CEPHEI- CSILLAGOK PERIÓDUS- ÉS FÉNYGÖRBEVÁLTO- ZÁSAIRÓL. IV. RR LYRAE MÁSODLAGOS FÉNY- INGADOZÁSAI.

(Összefoglalás.)

Az RR Lyrae-nél, a rövidperiódusú δ Cephei-csillagok legfényesebb képviselőjénél mutatkozó fénygörbeváltozásokról az eddig felgyülemlett igen nagy megfigyelési anyag alapján sem sikerült megállapítani, hogy azok periódusosak-e, vagy egyáltalán mutatnak-e valamilyen szabályosságot. A svábhegyi csillagdán az 1935—41. években készített felvételek segítségével itt kimutatjuk, hogy a fénygörbeváltozások periódusosak és részleteikben is ugyanazokat a tulajdonságokat mutatják, mint a II. közleményben tárgyalt AR Herculis-nél.

A fénygörbeváltozások tulajdonságait legegyszerűbben két közel egyenlő periódusú rezgés összetevődésével magyarázhatjuk. A két periódus

$$P = 0^d.567 \text{ és } P_1 = 0^d.559.$$

A fénygörbeváltozások periódusát ($41^d.0$) ekkor a két rezgés összetevődéséből származó lebegés periódusával azonosíthatjuk.

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE PERIODEN- UND LICHTKURVENVERÄNDERUNGEN VON KURZPERIO- DISCHEN δ CEPHEI-STERNE. IV. DIE SEKUNDÄREN HELLIGKEITSSCHWANKUNGEN VON RR LYRAE.

Mit Hilfe von 6512 Aufnahmen aus den Jahren 1935—41 wird gezeigt, daß die Lichtkurvenänderungen bei RR Lyrae analog verlaufen, wie bei dem in einer früheren Arbeit untersuchten Stern AR Her, und am einfachsten durch die Superposition zweier Schwingungen mit den Perioden

$$P = 0^d.567 \quad \text{und} \quad P_1 = 0^d.559$$

erklärt werden können.

In zwei früheren Arbeiten haben wir gezeigt, daß die kurzperiodische Ungleichheit der Periode bei RW Draconis und AR Herculis mit den bei diesen Sternen vorkommenden Lichtkurvenänderungen in Zusammenhang steht.¹ Bei AR Herculis erstreckten sich unsere Beobachtungen auf jeden Teil der Lichtkurve und so konnte ein vollständiges Bild über die Lichtkurvenänderung entworfen werden. Später hat einer von uns durch eine Analyse der photoelektrischen Messungen von *Fath* bewiesen, daß die Veränderungen der Lichtkurve bei dem β Canis Majoris-Veränderlichen δ Scuti dieselben Eigentümlichkeiten zeigen wie bei AR Herculis.² Auch hier war es möglich, die Untersuchung auf die ganze Lichtkurve auszudehnen.

Die ermittelten Eigenschaften der Lichtkurvenänderungen können — wie in der Arbeit über δ Scuti darauf hingewiesen wurde — nur durch die Überlagerung zweier Schwingungen von nahe gleicher Periode einfach erklärt werden. Die Periode der Lichtkurvenänderungen stellt dann die Periode der durch die Interferenz der beiden Schwingungen

¹ Untersuchungen . . . I—II. Mitt. Budapest—Svábhagy. Nr. 5. 1938 und Nr. 8. 1939.

² *L. Detre*: Über die sekundären Helligkeitsschwankungen von δ Scuti. A N **271**. 225. 1941.

entstehenden Schwebung dar. Die Periode der sekundären Schwankung P_1 ergibt sich aus der Hauptperiode P , und der Schwebungsperiode P_k , wenn die letztere in Einheiten der Hauptperiode ausgedrückt ist, nach der bekannten Formel zu

$$P_1 = P \cdot P_k / (P_k + 1)$$

Die periodische Ungleichheit in den Maximumepochen wird ebenfalls durch die Schwebung hervorgerufen.³

Es ist bekannt, daß die Lichtkurven der einzelnen Epochen auch bei RR Lyrae stark voneinander abweichen, nicht nur in der Form, sondern auch in der Amplitude. Besonders der Lichtanstieg und das Maximum sind hiervon betroffen. Ein anschauliches Beispiel liefert hierfür die Figurentafel bei *Hertzsprung* [15]⁴, wo einzelne Abendkurven und die mittlere Lichtkurve, die in ihrer Form etwa dem Mittel aller Lichtkurven entspricht, nebeneinander abgebildet sind.

Nach der Ansicht von *Prager* [24] bestehen die wichtigsten Abweichungen vom glatten Verlauf einer typischen Lichtkurve vom kurzperiodischen δ Cephei-Typus in Einsenkungen, die den Betrag von 0^m.3 erreichen und die Zeitdauer von 0^d.07 bis 0^d.10 haben. Die Einsenkungen erwecken den Eindruck, als ob sich über den δ Cephei-Lichtwechsel ein Bedeckungslichtwechsel überlagert, der im Mittel die gleiche Periode wie jener hat. Zum Beweis dieser Anschauung standen aber *Prager* nur wenige Einzelkurven von genügender Genauigkeit zur Verfügung.

Nach den Resultaten von *de Sitter* besteht anscheinend ein Zusammenhang zwischen der Phase der kurzperiodischen Schwankung des Zeitpunktes der Mittelgröße und der Höhe des Maximums, wie besonders durch die photographischen Beobachtungen von *Hertzsprung* nahegelegt werden kann. Allerdings benutzte *de Sitter* dabei eine falsche Periode für die kurze Schwankung. Zu sicheren Resultaten kam übrigens auch er nicht, so daß er seine Ausführung mit den Worten schließen mußte: «The interesting question whether there exists a general relation between the length of the period of the variable and the shape of the lightcurve can not yet be answered by the published observational data».

Durch die von uns und hauptsächlich von *S. Horváth* in den Jahren 1935—41 am 16 cm-Astrographen erhaltenen Aufnahmen wird nur das

³ S. J. Woltjer Jr.: Note on the light-variation of Cepheid-variables with secondary period. B A N 8, 211. 1938. Woltjer behandelt hier als Beispiel den Fall der Kommensurabilität $P \sim 2 P_1$. Nach unseren Resultaten kommt bei δ Cephei-Sternen nur der Fall $P \sim P_1$ vor.

⁴ Die in eckigen Klammern stehenden Zahlen sind Hinweise auf das Literaturverzeichnis am Schluß der vorangehenden Mitteilung.

Tabelle I. Die Beobachtungen (Mittel aus je zwei Aufnahmen).

J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.
067.2555	7.41	.2906	7.25	.3277	7.31	.2716	8.00
.2562	7.41	.2914	7.20	.3284	7.30	.2723	7.97
.2569	7.47	.2920	7.29	.3291	7.28	.2730	7.98
.2576	7.45	.2926	7.22	.3298	7.24	.2737	8.00
.2582	7.42	.2933	7.24	.3305	7.27	.2744	7.98
.2589	7.46	.2940	7.22	.3310	7.26	.2751	8.03
.2596	7.43	.2946	7.20	.3370	7.37	.2758	7.97
.2603	7.39	.2953	7.22	.3377	7.34	.2765	7.98
.2610	7.40	.2960	7.21	.3384	7.39	.2772	7.98
.2617	7.39	.2967	7.19	.3391	7.31	.2779	8.01
.2624	7.36	.2975	7.24	.3398	7.35	.2790	7.99
.2631	7.40	.2984	7.26	.3405	7.30	.2797	8.04
.2638	7.36	.3006	7.19	.3412	7.34	.2803	8.02
.2645	7.44	.3013	7.26	.3420	7.32	.2810	7.99
.2652	7.40	.3020	7.27	.3427	7.35	.2817	8.04
.2659	7.37	.3027	7.24	.3433	7.36	.2824	7.96
.2666	7.33	.3032	7.26	.3440	7.30	.2830	7.97
.2673	7.40	.3082	7.21	.3446	7.34	.2837	8.00
.2680	7.33	.3089	7.25	.3453	7.32	.2845	7.98
.2687	7.36	.3101	7.25	.3460	7.38	.2851	8.04
.2694	7.40	.3107	7.20	.3467	7.32	.2858	8.02
.2700	7.36	.3117	7.18	.3474	7.34	.2865	8.00
.2707	7.38	.3124	7.23	.3481	7.39	.2873	7.91
.2714	7.33	.3131	7.27	.3489	7.32	.2880	8.02
.2721	7.32	.3138	7.27	.3495	7.34	.2886	8.05
.2728	7.33	.3145	7.24	.3503	7.29	.2893	7.98
.2735	7.32	.3151	7.20	.3510	7.34	.2900	8.02
.2742	7.25	.3159	7.26	.3516	7.34	.2908	8.03
.2749	7.28	.3166	7.23	.3524	7.36	.2914	8.01
.2756	7.31	.3173	7.28	.3530	7.39	.2921	8.00
.2763	7.18	.3180	7.27	.3537	7.40	.2928	8.00
.2815	7.22	.3187	7.27	.3544	7.34	.2935	8.02
.2821	7.27	.3194	7.24	.3551	7.35	.2943	8.02
.2828	7.29	.3200	7.26	.3558	7.35	.2948	8.04
.2835	7.29	.3207	7.25	.3565	7.37	.2997	7.99
.2843	7.23:	.3214	7.29	.3571	7.36	.3005	7.96
.2849	7.20	.3221	7.32	.3579	7.31	.3012	7.98
.2857	7.24	.3228	7.27	.3586	7.28	.3019	8.00
.2862	7.23	.3235	7.31	.3593	7.29	.3025	7.99
.2870	7.19	.3242	7.33	.3661	7.39	.3032	8.00
.2878	7.22	.3249	7.28	.3705	7.42	.3035	7.97
.2884	7.27	.3256	7.26	.3781	7.39:	.3043	7.97
.2892	7.31	.3263	7.27	.3862	7.39	.3050	8.03
.2899	7.26	.3270	7.27	068.2709	8.01	.3057	8.03

J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.
.3064	7.97	.3420	7.96	.3807	7.38	.3496	7.94
.3071	8.00	.3429	7.91	.3814	7.42	.3503	7.94
.3077	8.00	.3435	7.99	.3823	7.41	.3510	7.92
.3084	7.99	.3443	7.90	.3830	7.44	.3517	7.93
.3091	7.98	.3448	7.90	.3837	7.34	.3524	7.87
.3098	7.98	.3455	7.90	.3845	7.31	.3534	7.89
.3105	7.99	.3463	7.87	.3929	7.33	.3541	7.93
.3112	7.99	.3470	7.97	.3935	7.41	.3549	7.92
.3119	8.01	.3476	7.96	.3942	7.40	.3556	7.90
.3126	8.06	.3483	7.94	.3949	7.39	.3562	7.89
.3133	8.02	.3490	7.90	.3955	7.31	.3568	7.89
.3140	8.00	.3497	7.92	.3962	7.34	.3575	7.86
.3147	8.02	.3504	7.89	.3970	7.28	.3583	7.88
.3154	8.00	.3511	7.91	.3977	7.38	.3590	7.88
.3161	7.98	.3517	7.85	.3983	7.36	.3596	7.95
.3168	7.99	.3590	7.86	.3990	7.32	.3620	7.89
.3175	8.03	.3598	7.82	.3998	7.32	.3628	7.92
.3182	8.04	.3605	7.82	.4004	7.34	.3635	7.91
.3189	7.98	.3612	7.82	.4011	7.29	.3642	7.97
.3195	8.00	.3619	7.76	.4018	7.30	.3649	7.96
.3202	8.00	.3626	7.75	.4025	7.28	.3656	7.91
.3209	8.02	.3636	7.73	.4033	7.35	.3663	7.89
.3216	8.00	.3643	7.76	.4040	7.34	.3670	7.92
.3223	8.01	.3650	7.75	.4046	7.34	.3677	7.88
.3268	8.00	.3657	7.76	.4052	7.26	.3684	7.91
.3275	7.98	.3665	7.76	.4070	7.34	.3690	7.88
.3283	7.98	.3671	7.71	.4077	7.34	.3697	7.88
.3290	7.96	.3678	7.70	.4084	7.29	.3704	7.83
.3297	7.95	.3687	7.74	.4090	7.22	.3710	7.85
.3303	7.98	.3695	7.62	.4098	7.19	.3716	7.81
.3310	8.02	.3702	7.69	.4105	7.26	.4325	7.88
.3318	8.00	.3709	7.67	.4112	7.36	.4332	7.94
.3323	8.02	.3716	7.69	.4119	7.28	.4340	7.99
.3330	7.98	.3723	7.63	.4126	7.25	.4346	7.98
.3339	7.98	.3730	7.60	.4131	7.28	.4354	7.97
.3345	8.00	.3737	7.54	.4137	7.23	.4360	7.99
.3351	7.99	.3744	7.52	.4144	7.20	.4368	7.95
.3362	7.97	.3751	7.54	.4149	7.25	.4374	7.96
.3369	7.96	.3758	7.54	069.3447	7.94	.4381	7.97
.3376	7.94	.3765	7.50	.3454	7.95	.4388	7.98
.3383	8.00	.3772	7.48	.3461	7.93	.4395	8.01
.3390	7.96	.3779	7.44	.3468	7.93	.4403	8.02
.3397	7.98	.3786	7.50	.3475	7.91	.4410	7.95
.3404	7.96	.3793	7.46	.3482	7.92	.4416	7.96
.3411	7.94	.3800	7.42	.3489	7.95	.4423	7.99

RR LYRAE

7

J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.
.4430	7.99	.4784	7.99	.2837	8.03	.3237	7.52
.4437	7.97	.4791	7.98	.2845	7.98	.3244	7.47
.4444	7.99	.4798	7.98	.2851	8.05	.3250	7.46
.4450	7.98	.4805	8.00	.2858	8.01	.3258	7.42
.4457	8.00	.4840	7.95	.2865	7.91	.3265	7.48
.4465	8.05	.4847	7.92	.2872	7.99	.3272	7.40
.4471	7.99	.4853	7.90	.2880	8.01	.3279	7.44
.4478	7.96	.4861	7.90	.2886	8.02	.3286	7.43
.4485	7.95	.4867	7.95	.2893	7.95	.3293	7.38
.4492	8.00	.4874	7.94	.2900	7.99	.3300	7.41
.4500	8.03	.4881	7.93	.2907	7.94	.3307	7.41
.4506	7.99	.4888	7.92	.2948	7.89	.3314	7.39
.4514	7.97	.4896	7.90	.2955	7.90	.3320	7.39
.4520	7.97	.4902	7.89	.2962	7.89	.3327	7.38
.4527	7.98	.4910	7.86	.2970	7.86	.3334	7.36
.4534	7.98	.4916	7.88	.2976	7.83	.3340	7.42
.4540	7.94	.4923	7.90	.2983	7.87	.3348	7.25
.4583	8.00	.4930	7.88	.2990	7.89	.3356	7.38
.4590	8.01	.4937	7.89	.2998	7.87	.3365	7.41
.4596	8.01	.4944	7.87	.3005	7.89	.3372	7.45
.4604	8.00	.4950	7.88	.3011	7.88	.3380	7.35
.4610	8.00	.4957	7.86	.3019	7.83	.3387	7.37
.4618	8.00	.4964	7.85	.3025	7.85	.3394	7.36
.4624	8.01	.4971	7.82	.3032	7.84	.3400	7.38
.4631	8.00	.4978	7.81	.3040	7.80	077.4263	7.92
.4639	8.04	.4990	7.76	.3046	7.82	.4270	7.96
.4646	7.99	076.2698	8.06	.3053	7.76	.4278	7.97
.4652	8.00	.2705	8.02	.3060	7.80	.4284	7.94
.4660	8.00	.2712	8.00	.3067	7.75	.4291	7.96
.4667	7.98	.2720	8.01	.3073	7.71	.4299	7.95
.5674	7.96	.2726	8.03	.3080	7.69	.4305	7.93
.4681	7.98	.2733	8.03	.3086	7.68	.4313	7.97
.4690	7.98	.2740	8.02	.3093	7.70	.4319	7.93
.4697	7.98	.2747	8.04	.3099	7.66	.4325	7.87
.4704	8.05	.2754	8.02	.3105	7.66	.4333	7.91
.4711	7.98	.2761	7.98	.3112	7.66	.4340	7.92
.4718	7.98	.2768	7.97	.3119	7.64	.4347	7.90
.4727	7.99	.2775	7.96	.3123	7.63	.4354	7.92
.4737	7.98	.2782	8.00	.3130	7.61	.4360	7.92
.4742	7.99	.2790	8.05	.3136	7.68	.4367	7.90
.4750	7.99	.2796	7.99	.3143	7.61	.4374	7.85
.4756	8.01	.2802	8.02	.3209	7.52	.4381	7.88
.4763	7.97	.2812	7.96	.3216	7.55	.4388	7.85
.4770	7.95	.2820	7.99	.3223	7.59	.4395	7.85
.4777	7.90	.2830	7.97	.3230	7.58	.4403	7.82

J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2428 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.4410	7.83	.2645	7.68	.3855	8.06	.4531	7.10
.4416	7.75	.2652	7.64	.3862	8.00	.4538	7.09
.4424	7.78	.2660	7.59	.3924	8.08	.4542	7.04
.4430	7.78	.2666	7.59	.3932	8.10	.4570	7.06
.4437	7.78	.2673	7.60	.3940	8.03	.4597	7.02
.4443	7.80	.2680	7.51	.3945	7.95	.4600	7.00
.4450	7.77	.2690	7.51	.3952	7.97	.4630	6.99
.4457	7.78	.2697	7.50	.3994	7.87	.4636	7.00
.4464	7.70	.2704	7.53	.4001	7.93	.4650	6.99
.4470	7.71	.2711	7.53	.4008	7.91	.4675	6.94
.4524	7.64	.2718	7.45	.4030	7.90	.4682	7.04
.4531	7.72	.2725	7.44	.4036	7.88	.4706	6.97
.4540	7.74	.2732	7.39	.4057	7.74	.4736	6.94
.4545	7.61	.2739	7.38	.4064	7.82	.4750	6.92
.4552	7.73	.2746	7.40	.4072	7.81	.4781	6.93
.4559	7.67	.2752	7.43	.4095	7.82	.4806	6.94:
.4566	7.61	.2802	7.35	.4102	7.84	.4813	6.90
.4573	7.63	.2809	7.37	.4126	7.75	.4862	6.94
.4580	7.61	.2816	7.30	.4133	7.71	.4870	7.04
.4586	7.57	.2823	7.26	.4148	7.73	.4877	7.00
.4593	7.62	.2830	7.26	.4165	7.60	.4900	6.96
.4600	7.59	.2837	7.32	.4172	7.60	.4908	6.96
.4607	7.56	.2844	7.24	.4195	7.52	.4932	7.00
.4614	7.51	.2851	7.24	.4203	7.58	.4940	7.00
.4621	7.58	.2858	7.25	.4208	7.59	.4946	6.98
.4628	7.60	.2865	7.23	.4213	7.54	.4966	6.98
.4635	7.58	.2872	7.28	.4230	7.50	.4973	7.05
.4642	7.57	.2879	7.28	.4238	7.57	.4979	7.10
.4649	7.57	.2886	7.26	.4253	7.50	.5001	6.98
.4656	7.60	.2893	7.24	.4269	7.42	.5009	7.09
.4663	7.57	.2900	7.18	.4276	7.43	.5015	7.06
.4670	7.55	.2906	7.23	.4300	7.43	.5036	7.10
.4677	7.55	.2917	7.24	.4311	7.46	.5043	7.05
.4684	7.61	.2923	7.20	.4355	7.33	.5049	7.10
.4690	7.57	.2930	7.09	.4363	7.32	.5070	7.08
135.2576	7.68	.2937	7.08	.4369	7.28	.5078	7.14
.2583	7.77	.2944	7.12	.4390	7.30	.5090	7.03
.2590	7.78	.2951	7.18	.4398	7.27	.5109	7.08
.2596	7.71	.2958	7.13	.4404	7.25	.5116	7.13
.2603	7.72	.2966	7.14	.4429	7.27	.5140	7.12
.2610	7.65			.4435	7.16	.5147	7.16
.2617	7.73	24294458	7.20	.5153	7.16
.2624	7.71	069.3835	8.04	.4464	7.21	.5175	7.18
.2631	7.69	.3841	8.00	.4470	7.13	.5182	7.17
.2638	7.69	.3849	8.00	.4502	7.10	.5188	7.14

RR LYRAE

9

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
077.3663	7.06	.4245	7.12	.4787	7.38	.4270	7.82
.3670	7.03	.4252	7.08	.4794	7.34	.4276	7.86
.3710	7.08	.4260	7.21	.4801	7.27	.4284	7.82
.3717	7.08	.4266	7.11	.4809	7.28	.4290	7.77
.3725	6.96	.4294	7.16	.4828	7.27	.4298	7.76
.3746	7.09	.4301	7.19	.4835	7.35	.4305	7.80
.3752	6.95	.4308	7.20	.4842	7.41	.4312	7.67
.3760	7.06	.4315	7.17	.4850	7.26	.4319	7.88
.3766	6.96	.4321	7.12	.4858	7.30	.4340	7.75
.3773	6.99	.4342	7.12	.4864	7.34	.4348	7.71
.3808	6.95	.4350	7.15	082.3867	8.06	.4353	7.61
.3815	6.94	.4356	7.24	.3874	8.00	.4360	7.54
.3821	6.96	.4363	7.20	.3881	8.05	.4367	7.55
.3827	7.00	.4370	7.23	.3888	8.04	.4374	7.55
.3834	7.00	.4400	7.05	.3895	8.02	.4381	7.41
.3870	6.96	.4409	7.12	.3902	8.03	.4388	7.48
.3877	7.02	.4416	7.13	.3909	7.99	.4395	7.57
.3884	6.96	.4423	7.20	.3920	8.00	.4402	7.31
.3891	6.98	.4428	7.14	.3930	8.03	086.3881	7.82
.3898	6.97	.4453	7.20	.3973	8.04	.3888	7.78
.3918	7.06	.4460	7.21	.3981	8.02	.3895	7.77
.3926	6.96	.4468	7.20	.3988	7.97	.3903	7.76
.3933	6.99	.4474	7.20	.3994	8.00	.3909	7.76
.3940	6.94	.4481	7.26	.4004	7.98	.3916	7.72
.3946	6.94	.4538	7.19	.4015	8.06	.3923	7.80
.3974	6.99	.4544	7.20	.4020	8.05	.3930	7.73
.3980	7.00	.4551	7.22	.4027	8.02	.3938	7.74
.3988	6.93	.4558	7.30	.4036	7.96	.3944	7.68
.3997	6.97	.4565	7.30	.4067	7.99	.3965	7.71
.4002	6.98	.4606	7.25	.4077	8.05	.3971	7.65
.4030	7.01	.4613	7.36	.4087	7.94	.3978	7.65
.4037	7.07	.4620	7.27	.4098	7.98	.3985	7.58
.4044	7.04	.4628	7.30	.4105	7.96	.3992	7.55
.4050	7.02	.4634	7.29	.4113	8.01	.4000	7.50
.4127	7.00	.4683	7.34	.4120	7.91	.4006	7.52
.4134	7.08	.4690	7.37	.4127	7.99	.4012	7.50
.4141	7.05	.4696	7.32	.4134	7.93	.4016	7.45
.4149	7.08	.4703	7.35	.4141	7.95	.4031	7.40
.4155	7.03	.4710	7.28	.4220	7.94	.4040	7.42
.4183	7.04	.4734	7.26	.4228	7.92	.4052	7.42
.4190	7.11	.4742	7.27	.4235	7.91	.4059	7.49
.4196	7.14	.4748	7.28	.4242	7.87	.4066	7.36
.4203	7.08	.4756	7.34	.4249	7.89	.4072	7.42
.4210	7.16	.4761	7.35	.4256	7.89	.4079	7.38
.4238	7.12	.4780	7.37	.4263	7.86	.4086	7.33

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.4093	7.31	.4555	7.04	.4950	7.23	.3611	7.30
.4100	7.33	.4562	7.10	.4957	7.29	.3619	7.26
.4107	7.33	.4570	7.05	.4964	7.32	.3625	7.30
.4113	7.30	.4576	7.06	.4970	7.28	.3633	7.20
.4188	7.18	.4582	7.13	.4978	7.24	.3640	7.16
.4194	7.15	.4590	7.11	.4985	7.26	.3646	7.28
.4200	7.15	.4596	7.07	.4992	7.30	.3653	7.29
.4207	7.15	.4603	7.01	.4999	7.24	.3660	7.17
.4214	7.17	.4610	7.05	.5006	7.28	.3708	7.33
.4221	7.16	.4617	7.16	.5013	7.31	.3715	7.26
.4229	7.13	.4620	7.05	.5020	7.22	.3723	7.39
.4257	7.13	.4628	7.06	.5027	7.29	.3730	7.28
.4263	7.22	.4635	7.05	.5034	7.25	.3736	7.33
.4270	7.14	.4642	7.14	.5040	7.30	.3743	7.27
.4277	7.08	.4694	7.06	.5048	7.30	.3750	7.26
.4284	7.09	.4700	7.10	.5055	7.35	.3757	7.27
.4291	7.09	.4707	7.16	.5062	7.23	.3764	7.31
.4298	7.09	.4714	7.08	.5067	7.31	.3771	7.18
.4305	7.05	.4720	7.13	.5075	7.31	.3778	7.24
.4313	7.08	.4730	7.10	.5082	7.32	.3783	7.19
.4319	7.10	.4735	7.16	.5090	7.30	.3790	7.31
.4325	7.06	.4743	7.21	.5096	7.32	.3796	7.30
.4332	7.09	.4750	7.18	.5103	7.30	.3803	7.31
.4340	7.07	.4756	7.16	.5110	7.34	.3810	7.30
.4346	7.06	.4763	7.18	.5117	7.33	.3816	7.27
.4353	7.08	.4770	7.13	.5124	7.31	.3823	7.29
.4360	7.06	.4778	7.19	.5131	7.29	.3830	7.26
.4367	7.06	.4784	7.18	.5137	7.29	.3835	7.26
.4374	7.00	.4791	7.15	094.3493	7.29	.4042	7.34
.4380	7.10	.4798	7.19	.3500	7.22	.4050	7.27
.4450	7.03	.4807	7.16	.3507	7.27	.4056	7.29
.4457	7.02	.4816	7.15	.3514	7.24	.4063	7.20
.4464	7.04	.4822	7.16	.3521	7.30	.4070	7.32
.4470	7.01	.4829	7.22	.3529	7.31	.4076	7.29
.4478	7.04	.4844	7.21	.3536	7.35	.4083	7.30
.4486	7.09	.4850	7.15	.3542	7.26	.4090	7.28
.4493	7.03	.4857	7.17	.3550	7.28	.4098	7.30
.4500	7.04	.4864	7.16	.3557	7.29	.4104	7.26
.4507	7.09	.4870	7.19	.3564	7.27	.4111	7.25
.4513	7.05	.4878	7.33	.3570	7.19	.4119	7.31
.4520	7.03	.4885	7.14	.3577	7.28	.4125	7.25
.4527	7.05	.4892	7.18	.3583	7.19	.4133	7.24
.4534	7.08	.4897	7.32	.3590	7.26	.4140	7.27
.4541	7.07	.4936	7.28	.3598	7.24	.4146	7.37
.4547	7.04	.4943	7.32	.3604	7.24	.4153	7.32

RR LYRAE

II

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.4160	7.33	.5007	7.39	.5351	7.31	.3617	7.94
.4167	7.34	.5014	7.32	.5358	7.25	.3624	8.00
.4174	7.30	.5021	7.34	.5365	7.24	.3631	7.99
.4201	7.29	.5027	7.43	.5372	7.25	.3638	7.96
.4208	7.19	.5034	7.41	.5379	7.33	.3644	7.97
.4215	7.20	.5039	7.26	.5388	7.29	.3654	7.90
.4222	7.19	.5046	7.33	.5393	7.26	.3660	7.95
.4230	7.24	.5053	7.32	.5400	7.29	.3665	7.84
.4236	7.26	.5060	7.41	.5407	7.22	.3673	7.91
.4243	7.31	.5066	7.34	.5414	7.15	.3680	7.97
.4250	7.24	.5073	7.34	.5420	7.25	.3688	7.98
.4257	7.26	.5080	7.29	.5428	7.21	.3694	7.95
.4264	7.29	.5087	7.36	.5435	7.24	.3700	7.92
.4272	7.34	.5094	7.34	.5442	7.18	.3707	7.99
.4279	7.24	.5100	7.41	.5447	7.30	.3714	7.98
.4285	7.28	.5108	7.36	.5453	7.27	.3721	7.99
.4292	7.30	.5115	7.33	.5487	7.38	.3727	7.93
.4299	7.25	.5122	7.32	.5493	7.40	.3735	7.98
.4306	7.28	.5129	7.31	.5500	7.42	.3742	7.97
.4310	7.27	.5136	7.34	.5507	7.34	.3750	7.96
.4317	7.25	.5143	7.34	.5514	7.35	.3756	7.94
.4324	7.30	.5150	7.38	.5521	7.35	.3762	7.88
.4330	7.22	.5157	7.36	.5529	7.33	.4040	7.77
.4334	7.24	.5164	7.34	.5535	7.35	.4047	7.67
.4361	7.32	.5170	7.45	.5543	7.33	.4060	7.61
.4368	7.29	.5178	7.37	.5550	7.32	.4073	7.65
.4375	7.31	.5181	7.34	.5556	7.34	.4087	7.65
.4383	7.38	.5188	7.34	.5563	7.27	.4100	7.76
.4390	7.35	.5194	7.37	.5570	7.32	.4115	7.57
.4396	7.41	.5201	7.37	.5576	7.32	.4130	7.67
.4403	7.43	.5206	7.40	.5583	7.46	.4137	7.62
.4411	7.40	.5250	7.24	.5590	7.40	.4150	7.46
.4417	7.38	.5258	7.29	.5597	7.38	.4165	7.50
.4424	7.38	.5268	7.36	.5604	7.35	.4179	7.55
.4432	7.43	.5275	7.36	.5611	7.42	.4192	7.48
.4438	7.45	.5282	7.24	.5619	7.34	.4205	7.38
.4445	7.50	.5289	7.28	107.3559	8.13	.4216	7.37
.4451	7.47	.5296	7.31	.3566	8.07	.4230	7.46
.4458	7.43	.5303	7.27	.3572	8.08	.4239	7.45
.4465	7.54	.5310	7.31	.3579	8.07	.4251	7.35
.4472	7.57	.5316	7.19	.3586	8.11	.4261	7.30
.4480	7.57	.5323	7.25	.3593	8.01	.4275	7.39
.4486	7.54	.5330	7.25	.3600	8.07	.4290	7.35
.4494	7.58	.5337	7.23	.3607	8.03	.4303	7.36
095.5000	7.36	.5344	7.21	.3614	8.08	.4317	7.35

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.4330	7.30	.4822	7.29	.4040	8.05	.4422	7.92
.4342	7.30	.4829	7.29	.4047	8.06	.4429	7.94
.4361	7.24	.4836	7.26	.4054	8.01	.4436	7.87
.4371	7.29	.4843	7.25	.4061	8.03	.4442	7.85
.4385	7.25	.4857	7.28	.4067	8.01	.4449	7.92
.4400	7.31	.4864	7.25	.4074	8.01	.4456	7.84
.4414	7.26	.4871	7.33	.4081	8.06	.4463	7.89
.4429	7.22	.4878	7.33	.4088	8.04	.4470	7.88
.4442	7.19	.4885	7.25	.4095	8.05	.4477	7.81
.4455	7.19	.4892	7.30	.4102	8.06	.4484	7.85
.4470	7.18	.4899	7.21	.4109	8.02	.4491	7.85
.4482	7.14	.4908	7.36	.4116	8.04	.4498	7.83
.4497	7.12	.4913	7.17	.4123	8.08	.4505	7.80
.4559	7.14	.4920	7.33	.4172	8.05	.4512	7.78
.4566	7.07	.4927	7.26	.4179	8.04	.4519	7.77
.4573	7.14	.4936	7.36	.4186	8.06	.4526	7.78
.4580	7.07	.4945	7.44	.4192	8.04	.4533	7.74
.4586	7.03	.4956	7.38	.4199	8.09	.4540	7.76
.4593	7.11	.4963	7.37	.4206	8.08	.4547	7.71
.4600	7.12	.4968	7.40	.4213	8.07	.4554	7.71
.4607	7.09	.4979	7.32	.4220	8.05	.4561	7.70
.4614	7.10	.4987	7.41	.4227	8.03	.4568	7.72
.4621	7.10	.4994	7.42	.4234	8.02	.4575	7.72
.4628	7.03	.5005	7.46	.4241	8.09	.4581	7.64
.4635	7.06	.5010	7.42	.4248	8.07	.4588	7.72
.4642	4.46	.5013	7.45	.4255	8.01	.4595	7.63
.4649	7.12	.5019	7.35	.4262	8.05	.4602	7.57
.4656	7.14	.5026	7.37	.4269	8.02	.4609	7.64
.4663	7.06	116.3922	8.00	.4275	8.01	.4753	7.09
.4670	7.10	.3929	8.07	.4283	8.03	.4762	7.12
.4677	7.16	.3936	8.07	.4290	8.02	.4769	7.06
.4684	7.13	.3943	8.09	.4297	8.00	.4776	7.01
.4690	7.13	.3949	8.04	.4303	8.03	.4783	7.11
.4697	7.18	.3956	8.05	.4311	7.98	.4790	7.06
.4704	7.11	.3963	8.08	.4317	7.98	.4797	7.02
.4711	7.13	.3970	8.08	.4324	8.01	.4804	7.06
.4718	7.06	.3977	8.05	.4331	7.89	.4811	7.01
.4725	7.16	.3984	8.06	.4338	7.95	.4818	7.05
.4732	7.16	.3991	8.03	.4345	8.02	.4824	7.02
.4739	7.27	.3998	8.05	.4352	7.98	.4831	6.98
.4746	7.21	.4005	8.04	.4359	7.99	.4838	6.98
.4753	7.24	.4012	8.06	.4366	8.01	.4845	7.00
.4760	7.25	.4019	8.05	.4373	8.09	.4852	6.96
.4767	7.20	.4026	8.02	.4408	7.91	.4859	6.92
.4773	7.24	.4033	8.08	.4415	7.93	.4866	6.95

RR LYRAE

13

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.4873	6.97	.5241	7.10	.5672	7.29	.3380	8.00
.4880	6.93	.5248	7.05	.5679	7.37	.3386	8.05
.4887	6.93	.5255	7.11	.5686	7.36	.3393	8.05
.4894	6.96	.5262	7.12	I32.3598	7.36	.3400	8.02
.4901	6.96	.5269	7.11	.3608	7.33	.3407	8.00
.4908	6.96	.5276	7.06	.3615	7.30	.3414	8.07
.4915	6.95	.5283	7.09	.3623	7.31	.3421	8.04
.4922	6.96	.5291	7.05	.3630	7.25	.3428	8.03
.4929	6.96	.5415	7.20	.3636	7.26	.3435	8.06
.4936	6.95	.5422	7.25	.3644	7.36	.3442	8.00
.4942	6.99	.5429	7.27	.3650	7.22	.3448	8.02
.4949	6.93	.5436	7.25	.3658	7.30	.3455	8.04
.4956	6.97	.5442	7.22	.3665	7.36	.3463	8.00
.4963	7.01	.5449	7.23	.3671	7.21	.3470	8.03
.4970	7.03	.5456	7.28	I41.3143	8.06	.3476	7.98
.4977	7.05	.5463	7.20	.3150	8.08	.3483	8.02
.4984	7.07	.5470	7.28	.3157	8.05	.3490	7.95
.4991	7.03	.5477	7.28	.3164	8.00	.3497	8.06
.5047	6.99	.5484	7.21	.3171	8.06	.3505	8.01
.5054	7.03	.5491	7.19	.3179	8.00	.3511	8.03
.5061	7.01	.5498	7.25	.3185	8.05	.3519	8.05
.5067	6.97	.5505	7.26	.3193	8.01	.3525	8.06
.5074	6.97	.5512	7.21	.3199	8.02	.3532	8.01
.5081	6.99	.5519	7.27	.3205	8.06	.3540	7.99
.5087	6.97	.5526	7.25	.3212	8.03	.3546	7.93
.5095	6.97	.5533	7.29	.3219	8.06	.3554	8.09
.5102	7.01	.5540	7.21	.3227	8.00	.3561	8.01
.5109	6.95	.5547	7.28	.3233	8.01	.3567	8.03
.5116	6.97	.5554	7.26	.3241	8.03	.3573	8.02
.5123	7.03	.5561	7.23	.3247	8.05	.3636	8.01
.5130	7.06	.5567	7.32	.3254	8.06	.3643	8.01
.5137	7.03	.5574	7.26	.3261	8.05	.3650	7.99
.5151	6.97	.5581	7.28	.3268	8.05	.3657	7.99
.5158	6.99	.5588	7.32	.3275	8.04	.3664	8.03
.5165	7.00	.5595	7.28	.3282	8.07	.3671	7.98
.5173	7.02	.5602	7.32	.3290	8.06	.3678	7.97
.5179	7.02	.5609	7.36	.3296	8.05	.3685	7.91
.5186	7.04	.5616	7.36	.3303	8.03	.3693	7.79
.5193	6.99	.5623	7.34	.3310	8.03	.3698	7.99
.5199	7.02	.5630	7.37	.3317	8.04	.3705	8.00
.5106	7.03	.5637	7.33	.3323	8.01	.3712	7.96
.5213	7.04	.5644	7.29	.3330	8.02	.3720	7.95
.5220	7.05	.5651	7.41	.3337	8.03	.3726	7.91
.5227	7.07	.5658	7.28	.3343	8.00	.3734	7.98
.5234	7.06	.5665	7.33	.3372	8.06	.3740	7.97

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.3747	7.84	.4164	7.51	.4511	7.18	.4865	7.28
.3754	7.95	.4171	7.53	.4518	7.27	.4872	7.27
.3761	7.89	.4178	7.48	.4525	7.32	.4880	7.25
.3768	7.82	.4185	7.37	.4533	7.28	.4887	7.31
.3779	7.85	.4193	7.49	.4540	7.21	.4893	7.39
.3786	7.86	.4199	7.47	.4546	7.35	.4955	7.29
.3793	7.88	.4205	7.46	.4553	7.29	.4963	7.28
.3800	7.82	.4212	7.46	.4560	7.30	.4970	7.29
.3807	7.89	.4220	7.45	.4567	7.26	.4976	7.27
.3814	7.85	.4226	7.44	.4574	7.30	.4984	7.32
.3820	7.94	.4233	7.38	.4581	7.30	.4990	7.36
.3827	7.82	.4240	7.39	.4588	7.32	.4998	7.26
.3834	7.89	.4247	7.43	.4594	7.39	.5004	7.33
.3841	7.89	.4254	7.44	.4601	7.31	.5011	7.31
.3872	7.72	.4261	7.46	.4609	7.28	.5018	7.28
.3880	7.80	.4268	7.44	.4615	7.29	150.3820	7.97
.3886	7.75	.4275	7.43	.4623	7.28	.3828	7.98
.3893	7.70	.4282	7.43	.4630	7.31	.3835	7.95
.3900	7.70	.4290	7.46	.4636	7.36	.3842	8.00
.3907	7.74	.4297	7.36	.4642	7.22	.3849	7.99
.3914	7.65	.4303	7.39	.4692	7.28	.3856	7.97
.3921	7.70	.4310	7.47	.4698	7.27	.3863	7.98
.3928	7.64	.4317	7.47	.4705	7.31	.3870	8.00
.3935	7.63	.4323	7.43	.4712	7.30	.3877	8.03
.3943	7.65	.4330	7.41	.4720	7.41	.3884	7.93
.3949	7.65	.4338	7.48	.4726	7.28	.3926	7.99
.3955	7.53	.4344	7.50	.4733	7.26	.3933	7.90
.3963	7.60	.4351	7.40	.4740	7.29	.3940	7.96
.3970	7.54	.4358	7.35	.4747	7.36	.3946	7.93
.3976	7.55	.4366	7.39	.4754	7.26	.3953	7.90
.3983	7.55	.4407	7.28	.4761	7.27	.4022	8.01
.3990	7.56	.4414	7.28	.4768	7.28	.4030	8.01
.3998	7.52	.4421	7.35	.4775	7.20	.4037	7.96
4004	7.41	.4428	7.35	.4782	7.20	.4044	8.05
4011	7.57	.4435	7.30	.4790	7.22	.4051	7.94
4018	7.52	.4442	7.30	.4796	7.26	.4092	7.95
4025	7.51	.4448	7.35	.4803	7.20	.4099	8.01
.4032	7.57	.4456	7.27	.4810	7.14	.4106	8.02
.4040	7.54	.4462	7.26	.4818	7.19	.4113	8.01
4046	7.51	.4470	7.31	.4823	7.19	.4120	7.98
4053	7.57	.4476	7.22	.4829	7.23	.4162	8.02
.4060	7.54	.4483	7.28	.4837	7.22	.4169	8.04
.4067	7.50	.4490	7.28	.4844	7.25	.4176	8.06
.4073	7.55	.4497	7.31	.4851	7.25	.4183	7.98
.4080	7.52	.4504	7.29	.4858	7.23	.4190	7.99

RR LYRAE

15

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.4224	7.94	.4835	7.61	.2614	7.17	.2971	7.20
.4231	7.97	.4842	7.62	.2620	7.16	.2978	7.20
.4238	8.04	.4849	7.59	.2627	7.20	.2983	7.21
.4245	8.05	.4856	7.60	.2634	7.15	.2989	7.10
.4252	8.00	.4863	7.61	.2641	7.09	.3040	7.19
.4294	8.00	.4912	7.53	.2648	7.12	.3047	7.27
.4301	7.95	.4919	7.51	.2656	7.12	.3054	7.29
.4308	7.98	.4926	7.58	.2663	7.09	.3061	7.30
.4315	7.95	.4933	7.50	.2669	7.12	.3068	7.24
.4321	7.97	.4940	7.36	.2676	7.06	.3074	7.27
.4363	7.97	.4974	7.42	.2684	7.05	.3081	7.24
.4370	7.89	.4981	7.36	.2690	7.00	.3088	7.28
.4377	7.94	.4988	7.35	.2696	7.05	.3095	7.31
.4384	7.90	.4995	7.49	.2703	7.13	.3103	7.15
.4391	7.99	.5002	7.41	.2711	7.05	.3110	7.15
.4433	7.96	.5058	7.18	.2717	6.98	.3116	7.23
.4440	8.03	.5065	7.18	.2724	7.12	.3123	7.29
.4446	7.97	.5071	7.11	.2732	7.14	.3130	7.26
.4453	8.00	.5078	7.20	.2784	7.11	.3137	7.25
.4460	7.97	.5085	7.15	.2791	7.02	.3144	7.16
.4502	7.97	.5127	7.10	.2798	7.16	.3151	7.20
.4509	8.02	.5134	7.15	.2805	7.09	.3158	7.19
.4516	7.94	.5141	7.10	.2812	7.21	.3166	7.24
.4523	7.95	.5147	7.06	.2818	7.14	.3172	7.27
.4530	7.96	.5196	7.04	.2825	7.13	.3179	7.29
.4572	7.96	.5203	7.05	.2832	7.18	.3186	7.33
.4579	7.97	.5231	7.09	.2839	7.09	.3193	7.27
.4585	7.97	.5238	6.99	.2846	7.15	.3200	7.27
.4592	7.95	.5245	6.96	.2853	7.11	.3206	7.23
.4599	7.93	.5252	7.14	.2860	7.15	.3213	7.33
.4634	7.90	.5280	7.01	.2867	7.11	.3220	7.38
.4641	7.89	.5294	7.04	.2874	7.08	.3227	7.29
.4648	7.83	.5301	7.12	.2831	7.07	.3234	7.35
.4655	7.91	.5349	7.00	.2888	7.10	.3241	7.31
.4662	7.79	.5356	7.12	.2895	7.09	.3290	7.51
.4703	7.82	.5363	6.99	.2902	7.06	.3297	7.53
.4710	7.78	.5370	7.00	.2910	7.08	.3304	7.47
.4717	7.75	.5377	6.99	.2916	7.09	.3311	7.51
.4724	7.85	.5419	7.04	.2923	7.16	.3318	7.53
.4731	7.75	.5426	7.01	.2930	7.12	.3325	7.45
.4776	7.65	.5433	6.99	.2937	7.17	.3331	7.44
.4787	7.61	.5440	6.99	.2943	7.14	.3338	7.50
.4794	7.60	.5446	7.02	.2950	7.16	.3345	7.51
.4801	7.63	161.2599	7.19	.2957	7.18	.3352	7.46
.4808	7.72	.2606	7.15	.2963	7.17	.3360	7.52

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.3366	7.46	.3312	8.10	.3691	7.64	.4197	7.13
.3373	7.50	.3319	8.08	.3697	7.56	.4204	7.13
.3380	7.41	.3325	8.08	.3704	7.53	.4211	7.18
.3387	7.59	.3333	8.10	.3711	7.54	.4218	7.18
.3394	7.48	.3340	8.10	.3718	7.46	.4224	7.12
.3401	7.53	.3347	8.06	.3725	7.57	.4232	7.12
.3408	7.46	.3353	8.06	.3732	7.57	.4239	7.07
.3415	7.51	.3360	8.08	.3739	7.48	.4246	7.13
.3422	7.48	.3367	7.95	.3746	7.45	.4253	7.08
.3430	7.46	.3374	8.12	.3753	7.41	.4259	7.16
162.3006	8.09	.3381	8.09	.3760	7.42	.4406	7.30
.3013	8.08	.3388	8.11	.3767	7.37	.4413	7.19
.3020	8.09	.3395	7.94	.3774	7.43	.4420	7.25
.3027	8.10	.3402	7.98	.3781	7.38	.4427	7.34
.3034	8.12	.3410	7.87	.3788	7.36	.4434	7.19
.3041	8.11	.3415	7.98	.3795	7.34	.4441	7.18
.3048	8.09	.3450	8.00	.3802	7.33	.4447	7.14
.3055	8.11	.3458	7.90	.3812	7.26	.4454	7.19
.3062	8.10	.3464	7.93	.3819	7.30	.4461	7.12
.3069	8.09	.3471	7.94	.3826	7.25	.4468	7.16
.3075	8.07	.3479	7.89	.3860	7.10	.4475	7.16
.3082	8.09	.3485	7.87	.3867	7.08	.4482	7.14
.3090	8.11	.3492	7.87	.3874	7.06	.4489	7.12
.3096	8.10	.3500	7.82	.3880	7.07	.4496	7.19
.3103	8.09	.3506	7.81	.4052	7.07	.4503	7.22
.3111	8.10	.3514	7.82	.4059	7.03	.4510	7.23
.3118	8.06	.3520	7.79	.4066	7.17	.4517	7.36
.3124	8.06	.3527	7.80	.4072	7.11	.4524	7.37
.3132	8.01	.3534	7.82	.4079	7.06	.4531	7.31
.3139	8.06	.3541	7.83	.4085	7.07	.4538	7.26
.3145	8.08	.3548	7.83	.4093	7.11	.4545	7.31
.3153	8.07	.3586	7.85	.4100	7.11	.4552	7.37
.3160	8.04	.3593	7.89	.4107	7.06	.4559	7.34
.3166	8.04	.3600	7.82	.4114	7.08	.4566	7.36
.3173	8.03	.3607	7.05	.4121	7.16	.4573	7.45
.3180	8.10	.3614	7.86	.4128	7.10	.4580	7.34
.3187	8.03	.3628	7.81	.4135	7.17	.4586	7.31
.3194	8.06	.3635	7.81	.4142	7.09	.4593	7.38
.3200	8.05	.3642	7.79	.4149	7.11	.4600	7.37
.3207	8.06	.3649	7.79	.4156	7.09	229.2048	8.04
.3214	8.06	.3656	7.75	.4163	7.08	.2055	8.02
.3221	7.98	.3663	7.67	.4170	7.08	.2062	8.01
.3228	8.01	.3670	7.70	.4177	7.10	.2068	8.03
.3235	8.04	.3677	7.64	.4184	7.10	.2075	8.05
.3243	8.03	.3684	7.64	.4191	7.13	.2082	8.01

RR LYRAE

17

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.2089	8.01	.2513	7.98	.2218	7.11	.3653	8.02
.2096	8.03	.2520	7.94	.2225	7.08	.3660	7.99
.2103	7.99	.2530	7.99	.2232	7.00	.3667	7.98
.2110	8.05	.2537	7.99	.2239	7.00	.3674	8.04
.2117	7.99	.2544	7.87	.2246	7.08	.3681	8.04
.2124	8.02	.2551	7.90	.2253	6.96	.3688	7.98
.2131	7.99	.2558	7.89	.2260	6.98	.3696	8.01
.2138	8.00	.2565	7.98	.2266	7.05	.3701	8.04
.2145	7.99	.2573	7.89	.2274	7.01	.3708	8.06
.2152	8.02	.2580	7.89	.2281	7.07	.3715	8.10
.2159	8.02	.2585	7.84	.2288	7.02	.3723	8.00
.2166	7.95	.2593	7.85	.2295	6.99	.3729	8.05
.2173	7.98	.2600	7.82	.2302	7.05	.3736	8.00
.2180	7.98	.2606	7.76	.2304	7.03	.3796	7.98
.2249	8.11	.2613	7.76	.2371	7.12	.3803	7.95
.2256	8.04	.2628	7.83	.2378	7.11	.3810	8.00
.2263	8.05	.2634	7.75	.2385	7.19	.3817	8.01
.2270	8.07	.2641	7.76	.2392	7.18	.3823	7.96
.2277	8.06	.2649	7.69	.2399	7.15	.3830	7.96
.2283	8.10	.2655	7.94	.2406	7.14	.3837	7.95
.2291	8.06	.2663	7.68	.2413	7.27	.3844	8.00
.2298	8.08	.2670	7.65	.2420	7.23	.3854	7.89
.2305	8.05	.2676	7.54	.2427	7.16	.3861	7.96
.2312	8.06	.2683	7.68	.2434	7.19	.3869	7.95
.2318	8.03	.2690	7.62	.2441	7.22	.3875	7.97
.2325	8.04	.2703	7.65	.2447	7.20	.3883	7.86
.2332	8.05	.2709	7.60	.2454	7.15	.3890	7.92
.2339	8.05	241.2048	6.93	.2460	7.15	.3897	7.82
.2346	8.06	.2055	6.96	421.3535	8.05	.3903	7.90
.2353	8.02	.2062	7.02	.3542	8.08	.3911	7.84
.2360	8.01	.2069	7.07	.3549	8.10	.3917	7.85
.2367	8.04	.2075	7.05	.3556	8.06	.3924	7.80
.2374	8.04	.2082	7.03	.3563	8.04	.3931	7.80
.2381	8.06	.2090	7.00	.3570	8.04	.3939	7.80
.2388	8.07	.2096	7.00	.3576	8.02	.3945	7.81
.2395	8.05	.2103	6.96	.3583	8.04	.3951	7.72
.2402	8.07	.2110	6.96	.3590	8.00	.3959	7.75
.2409	8.01	.2118	7.00	.3598	8.02	.3965	7.76
.2416	8.07	.2118	7.00	.3604	8.03	.3972	7.70
.2423	8.03	.2125	6.99	.3611	8.04	.3980	7.75
.2430	8.04	.2132	7.03	.3619	8.03	.3986	7.68
.2437	8.04	.2139	7.04	.3625	8.03	.3993	7.68
.2443	8.07	.2145	7.03	.3632	8.01	.4000	7.67
.2450	7.96	.2204	6.98	.3640	8.02	.4067	7.56
.2506	8.05	.2210	6.97	.3646	8.03	.4073	7.54

J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.4080	7.50	.4487	7.12	.4854	7.27	.3619	7.93 :
.4087	7.49	.4493	7.26	.4861	7.18	.3626	7.85 :
.4094	7.40	.4500	7.15	.4868	7.18	.3633	7.87 :
.4101	7.46	.4507	7.27	.4875	7.25	.3640	7.89 :
.4108	7.43	.4514	7.21	.4883	7.29	.3647	7.81 :
.4115	7.24	.4521	7.17	.4890	7.26	.3654	7.87 :
.4122	7.43	.4528	7.18	.4896	7.18	.3661	7.86 :
.4129	7.32	.4535	7.21	.4903	7.18	.3668	7.89 :
.4136	7.27	.4542	7.21	.4910	7.22	.3674	7.82 :
.4143	7.30	.4549	7.25	.4917	7.27	.3682	7.49 :
.4150	7.37	.4556	7.26	.4924	7.23	.3689	7.82 :
.4157	7.34	.4563	7.31	.4931	7.26	.3695	7.87 :
.4164	7.36	.4581	7.30	.4939	7.20	.3702	7.90 :
.4171	7.32	.4587	7.18	.4945	7.29	.3712	7.47 :
.4178	7.20	.4594	7.29	.4951	7.23	.3720	7.78 :
.4184	7.23	.4601	7.07	.4958	7.18	.3723	7.78 :
.4192	7.32	.4608	7.23	.4965	7.25	.3730	7.70 :
.4198	7.17	.4615	7.21	.4973	7.23	.3737	7.70 :
.4212	7.23	.4622	7.19	.5018	7.22	.3744	7.77 :
.4219	7.32	.4629	7.13	.5025	7.26	.3751	7.78 :
.4225	7.38	.4636	7.09	.5032	7.13	.3758	7.74 :
.4233	7.35	.4643	7.18	.5039	7.25	.3765	7.77 :
.4243	7.35	.4650	7.18	.5046	7.14	.3772	7.69 :
.4258	7.28	.4657	7.21	.5053	7.18	.3790	7.73 :
.4264	7.19	.4664	7.12	.5060	7.24	.3994	7.40
.4270	7.21	.4671	7.11	.5067	7.18	.4001	7.47
.4358	7.26	.4678	7.14	.5073	7.19	.4008	7.40
.4365	7.25	.4685	7.15	.5080	7.18	.4015	7.40
.4372	7.28	.4692	7.19	.5087	7.20	.4022	7.42
.4379	7.12	.4698	7.16	.5094	7.25	.4029	7.41
.4386	7.09	.4708	7.18	.5101	7.28	.4036	7.40
.4393	7.20	.4715	7.30	.5108	7.27	.4043	7.48
.4400	7.17	.4730	7.22	.5115	7.19	.4050	7.45
.4407	7.15	.4736	7.22	.5122	7.20	.4057	7.46
.4414	7.10	.4743	7.21	.5129	7.24	.4064	7.43
.4421	7.17	.4750	7.21	.5136	7.20	.4071	7.44
.4428	7.22	.4757	7.22	.5143	7.29	.4077	7.47
.4435	7.27	.4765	7.28	.5150	7.25	.4084	7.45
.4442	7.20	.4771	7.21	.5157	7.28	.4090	7.32
.4448	7.29	.4778	7.16	.5164	7.32	.4101	7.42
.4455	7.19	.4784	7.18	425.3584	8.08 :	.4109	7.42
.4458	7.20	.4826	7.23	.3591	7.98 :	.4115	7.40
.4465	7.18	.4833	7.31	.3598	7.98 :	.4123	7.35
.4472	7.00:	.4840	7.34	.3605	8.05 :	.4130	7.38
.4480	7.22	.4847	7.30	.3612	7.90 :	.4137	7.36

RR LYRAE

19

J. D. 4229 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.	J. D. 2429 ...	Gr.
.4143	7.37	.4966	7.17	.5314	7.28	.3780	7.42
.4150	7.41	.4973	7.16	.5320	7.31	.3790	7.31
.4157	7.37	.4980	7.18	.5327	7.30	.3798	7.27
.4164	7.42	.4987	7.18	.5334	7.38	.3805	7.29
.4171	7.23	.4994	7.11	.5341	7.35	.3812	7.25
.4178	7.38	.5001	7.16	.5348	7.37	.3818	7.33
.4185	7.28	.5008	7.10	.5355	7.41	.3826	7.34
.4193	7.28	.5015	7.11	.5362	7.33	.3900	7.31
.4199	7.25	.5022	7.20	.5370	7.41	.3910	7.25
.4206	7.30	.5029	7.17	467.3488	7.39	.3916	7.18
451.4668	7.33 :	.5036	7.15	.3495	7.43	.3923	7.18
.4675	7.37 :	.5043	7.20	.3502	7.49	.3930	7.17
.4682	7.28 :	.5050	7.16	.3509	7.47	.3944	7.23
.4689	7.34 :	.5057	7.16	.3516	7.43	.3950	7.21
.4696	7.30 :	.5064	7.20	.3523	7.50	.3956	7.17
.4702	7.27 :	.5071	7.16	.3530	7.46	.3962	7.18
.4709	7.38 :	.5077	7.18	.3533	7.53	.3970	7.26
.4716	7.25 :	.5084	7.17	.3540	7.46	.3976	7.22
.4723	7.23 :	.5091	7.21	.3548	7.44	.3986	7.24
.4730	7.23 :	.5098	7.15	.3555	7.48	.3995	7.36
.4737	7.24 :	.5105	7.26	.3561	7.53	.4030	7.22
.4744	7.20 :	.5112	7.13	.3568	7.46	.4037	7.21
.4751	7.18 :	.5119	7.24	.3574	7.45	.4044	7.24
.4758	7.25 :	.5126	7.20	.3581	7.47	.4058	7.22
.4765	7.18 :	.5134	7.16	.3588	7.51	.4065	7.19
.4772	7.21 :	.5168	7.26	.3596	7.44	.4070	7.18
.4779	7.25 :	.5175	7.25	.3603	7.37	.4078	7.18
.4786	7.25 :	.5182	7.21	.3610	7.40	.4085	7.20
.4793	7.16 :	.5189	7.22	.3616	7.40	.4092	7.22
.4800	7.19 :	.5195	7.29	.3623	7.45	.4099	7.22
.4807	7.19 :	.5202	7.20	.3631	7.32	.4106	7.24
.4814	7.21 :	.5209	7.26	.3638	7.40	.4113	7.30
.4820	7.19 :	.5216	7.23	.3645	7.41	.4120	7.17
.4827	7.13 :	.5223	7.26	.3651	7.41	.4127	7.27
.4834	7.19 :	.5230	7.22	.3659	7.43	.4134	7.26
.4841	7.15 :	.5237	7.23	.3665	7.37	.4141	7.23
.4848	7.17 :	.5244	7.25	.3674	7.49	.4148	7.30
.4855	7.17 :	.5251	7.24	.3680	7.33	.4155	7.27
.4862	7.20 :	.5258	7.32	.3686	7.36	.4162	7.30
.4870	7.14 :	.5265	7.33	.3730	7.36	.4169	7.20
.4932	7.17	.5279	7.31	.3738	7.35	.4176	7.24
.4939	7.22	.5286	7.24	.3745	7.34	.4183	7.25
.4945	7.24	.5293	7.28	.3754	7.34	.4190	7.28
.4952	7.19	.5300	7.23	.3761	7.34	.4196	7.28
.4959	7.14	.5307	7.39	.3770	7.33	.4201	7.22

J. D. 2430 . . .	Gr.	J. D. 2430 . . .	Gr.	J. D. 2430 . . .	Gr.	J. D. 2530 . . .	Gr.
24303208	7.09	.2899	8.04	.3364	7.94
255.2860	7.08	.3215	7.04	.2906	8.06	.3371	7.96
.2868	7.09	.3223	7.15	.2913	8.03	.3378	7.94
.2893	6.99	.3230	7.13	.2920	8.06	.3385	7.92
.2898	7.10	.3237	7.11	.2926	8.04	.3392	7.84
.2904	7.10	.3244	7.06	.2937	8.06	.3399	7.85
.2911	7.08	.3251	7.11	.2944	8.05	.3406	7.81
.2916	7.15	.3258	7.09	.2951	8.08	.3413	7.85
.2924	7.00	.3303	7.26	.2957	8.08	.3423	7.77
.2931	7.11	.3310	7.22	.2964	8.10	.3431	7.76
.2938	7.07	.3317	7.23	.2971	8.03	.3438	7.78
.2945	7.12	.3323	7.26	.2978	8.07	.3444	7.75
.2951	7.08	.3330	7.17	.2990	8.07	.3450	7.76
.2958	7.14	.3337	7.19	.3072	8.07	.3457	7.74
.2965	7.08	.3344	7.21	.3079	8.05	.3465	7.69
.2972	7.09	.3351	7.17	.3086	8.09	.3471	7.65
.2980	7.10	.3358	7.21	.3093	8.06	.3478	7.62
.2986	7.03	.3365	7.19	.3100	8.09	.3485	7.67
.2994	7.07	.3372	7.16	.3107	8.09	.3492	7.62
.3001	7.14	.3379	7.15	.3114	8.04	.3500	7.62
.3008	7.04	.3386	7.20	.3121	8.03	.3507	7.63
.3015	7.09	.3393	7.18	.3128	8.05	.3517	7.58
.3022	7.11	.3400	7.19	.3135	8.08	.3524	7.52
.3028	7.10	.3406	7.13	.3142	8.05	.3531	7.57
.3035	7.07	.3414	7.23	.3149	8.08	.3538	7.49
.3042	7.10	.3421	7.22	.3156	8.06	.3545	7.44
.3049	7.06	.3428	7.20	.3163	8.04	.3552	7.48
.3055	7.09	.3435	7.22	.3170	8.04	.3607	7.40
.3089	7.14	.3441	7.19	.3177	8.05	.3614	7.34
.3098	7.10	.3447	7.26	.3184	8.06	.3621	7.28
.3104	7.11	260.2795	8.00	.3191	8.01	.3628	7.29
.3111	7.08	.2802	8.06	.3197	8.04	.3635	7.33
.3119	7.07	.2809	8.08	.3204	8.01	.3642	7.28
.3126	7.12	.2816	8.05	.3211	8.03	.3649	7.21
.3133	7.11	.2822	8.05	.3218	8.04	.3656	7.26
.3140	7.10	.2829	8.06	.3225	8.01	.3663	7.33
.3146	7.17	.2836	8.06	.3232	8.00	.3670	7.25
.3153	7.16	.2843	8.03	.3239	8.01	.3677	7.20
.3160	7.18	.2850	8.06	.3246	8.06	.3684	7.23
.3167	7.15	.2857	8.07	.3253	8.00	.3691	7.18
.3174	7.09	.2864	8.07	.3260	8.02	.3697	7.13
.3181	7.11	.2871	8.01	.3267	7.98	.3708	7.19
.3188	7.17	.2878	8.07	.3274	7.99	.3715	7.15
.3195	7.19	.2885	8.04	.3350	7.90	.3721	7.11
.3201	7.11	.2892	8.07	.3357	7.96	.3729	7.12

J. D. 2430 ...	Gr.	J. D. 2430 ...	Gr.	J. D. 2430 ...	Gr.	J. D. 2430 ...	Gr.
.3736	7.12	.3864	6.98	.3934	7.01	.4003	6.97
.3743	7.12	.3871	6.97	.3941	6.96	.4010	6.95
.3750	7.09	.3878	6.96	.3947	6.98	.4017	7.01
.3756	7.09	.3885	6.97	.3954	7.03	.4024	7.02
.3763	7.14	.3892	7.01	.3961	7.08	.4031	7.01
.3770	7.06	.3898	6.97	.3968	7.04	.4038	7.01
.3778	7.04	.3906	7.04	.3976	6.98	.4045	7.00
.3784	7.06	.3914	6.96	.3982	6.98	.4052	6.96
.3791	7.09	.3920	6.96	.3989	6.99	.4059	7.01
.3798	7.09	.3927	7.03	.3996	6.99	.4066	7.00
.3803	7.04						

Minimum, der Lichtanstieg und das Maximum der Lichtkurve erfaßt. Da diese aber eben die weitaus wichtigsten Teile der Lichtkurve sind, so können wir aus unseren Beobachtungen alle wesentlichen Eigenschaften der Lichtkurvenänderungen ableiten.

Die Beobachtungen sind in Tab. I angeführt. Jede Angabe ist das Mittel aus zwei nacheinanderfolgenden Aufnahmen.

Die Helligkeit der Maxima. In Tabelle I. der vorangehenden Mitteilung sind auch die Helligkeiten der beobachteten Maxima angeführt. Wir wollen hier allein unsere eigenen Beobachtungen berücksichtigen. Wir konnten die Helligkeiten von insgesamt 19 Maxima bestimmen. Um zu zeigen, daß die Periode der Lichtkurvenänderungen mit derjenigen

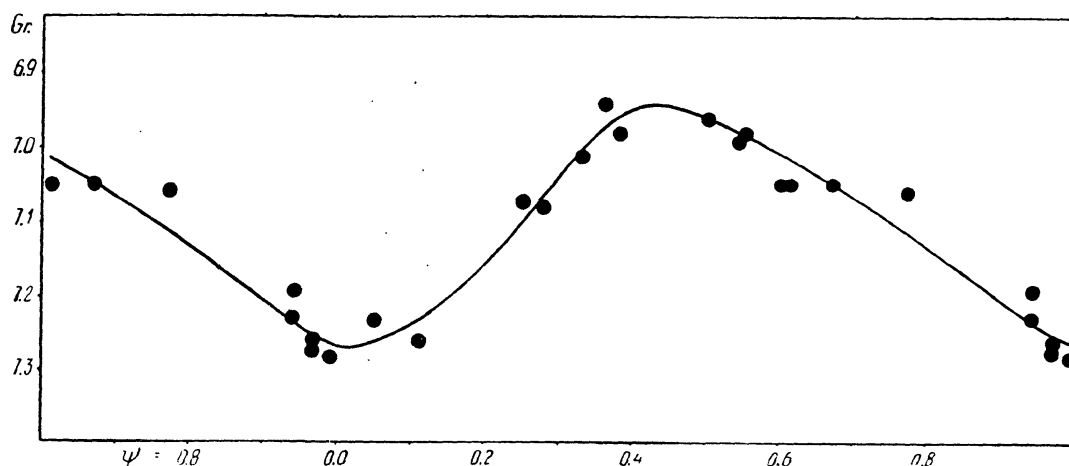


Abb. 1. Die Änderung der Höhe des Maximums im Laufe der 41-tägigen Periode der kurzen Schwankung.

der kurzen Schwankung des Zeitpunktes der Maxima oder der Mittelgrößen übereinstimmt, wurden die beobachteten Helligkeiten der Maxima in Abb. 1. gegen ψ aufgetragen. ψ bedeutet hier, wie in der vorangehenden Mitteilung, die Phase der kurzen Schwankung, in Einheiten ihrer Periode von $41^d.0$ ausgedrückt.

Die Abbildung beweist, daß die Periode der Lichtkurvenänderungen in den Jahren 1935—41 ebenfalls $41^d.0$ betrug. Die Höhe des Maximums schwankt zwischen $6^m.94$ und $7^m.27$, die Amplitude der Schwankung beträgt also $0^m.33$. Die Schwankung verläuft unsymmetrisch, der aufsteigende Ast ist steiler als der absteigende. Das schwächste Maximum haben wir für $\psi = 0.02$, das hellste für $\psi = 0.43$. Die Phasenbeziehung der Schwankung der Helligkeit des Maximums zu der Ungleichheit des Zeitpunktes des Maximums ist dieselbe, wie bei den früher untersuchten Sternen RW Dra, AR Her und δ Sct. In Tabelle II sind die entsprechenden Daten für fünf von uns untersuchte Sterne zusammengestellt.

Tabelle II.

Stern	Haupt- Periode	Hellstes Maximum		Schwächstes Maximum		Periode der Schwankung	
		m	ψ	m	ψ		
RW Dra	$0^d.44$	10.48	0.47	11.23	0.05	$41^d.6$	$94^p.0$
AR Her	0.47	10.28	0.33	10.82	0.00	31.5	67.0
XZ Dra ⁵	0.48	9.46	0.44	9.79	0.98	76	160.0
RR Lyr	0.57	6.94	0.43	7.27	0.02	41.0	72.4
δ Sct	0.19	— 0.16*	0.46	— 0.09*	0.00	5.25	27.1

Die Veränderungen der Lichtkurve in verschiedenen Phasen der Hauptperiode. Zur Ableitung der Eigenschaften der Lichtkurvenänderungen haben wir ebenso verfahren, wie in den zitierten Arbeiten über AR Her und δ Sct. Zuerst werden die an verschiedenen Tagen erhaltenen Beobachtungen gegen die Beobachtungszeit aufgetragen und dann ausgeglichen. So erhielten wir eine Anzahl von Kurvenstücken verschiedener Länge. Für jeden Beobachtungstag wurde der entsprechende Wert von ψ nach Formeln (3) und (4) und der Zeitpunkt des Maximums nach Formel (2) der vorangehenden Mitteilung unter Berücksichtigung der langperiodischen, aber mit Vernachlässigung der kurzperiodischen Ungleichheit bestimmt. Im Folgenden werden die von den auf diese Weise bestimmten Maxima gerechneten Phasen, ausgedrückt in Einheiten der Hauptperiode mit f bezeichnet.

⁵ Julia Balázs u. L. Detre: Die sekundäre Periode von XZ Draconis. A N 271. 231. 1941.

* Größenunterschied gegen α Scuti.

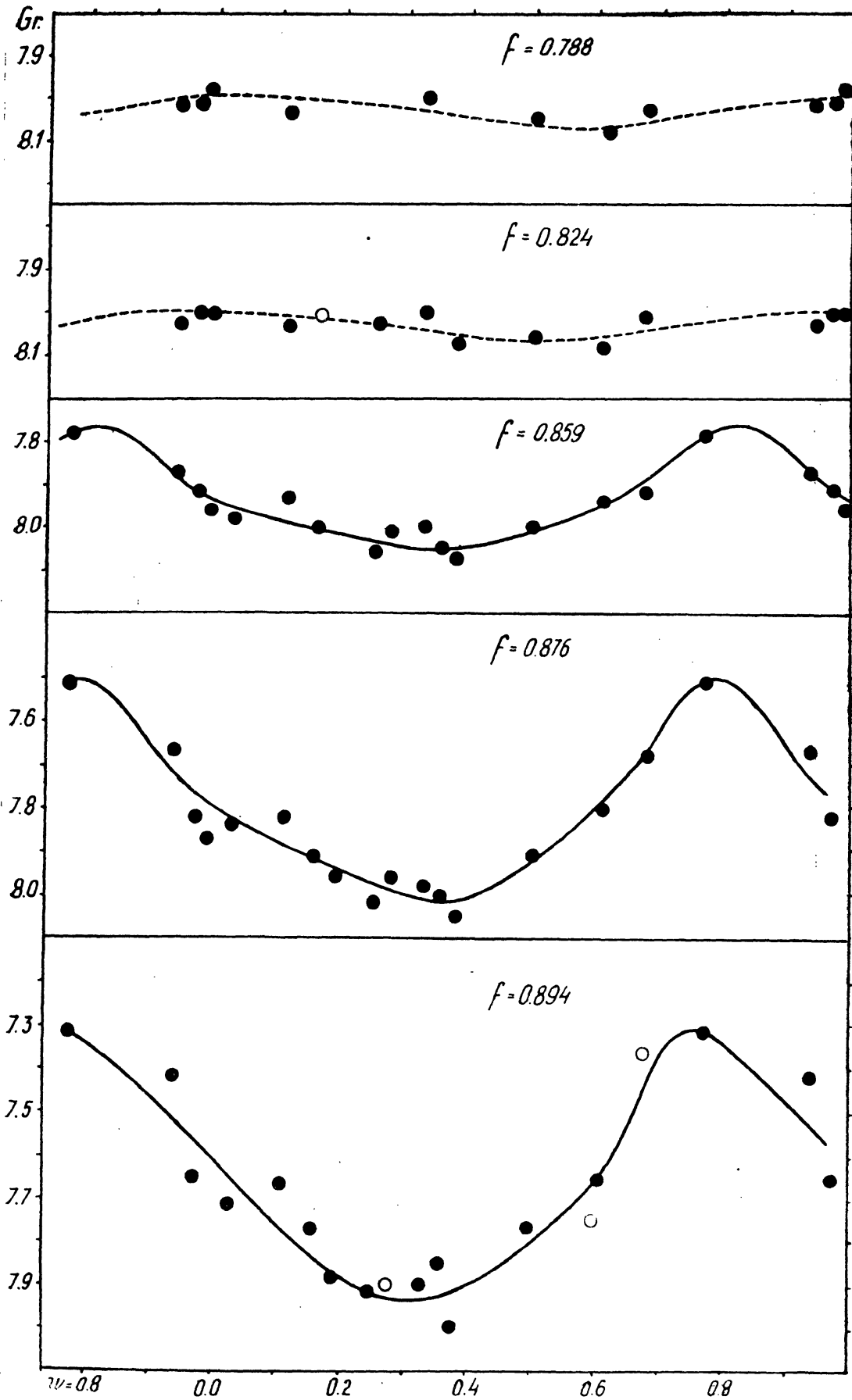


Abb. 2a. Die Schwankung der Helligkeit in verschiedenen Phasen (f) der Hauptperiode (0^d567) im Laufe der 41 täglichen kurzen Schwankung. Leere Kreise stellen unsichere Werte dar.

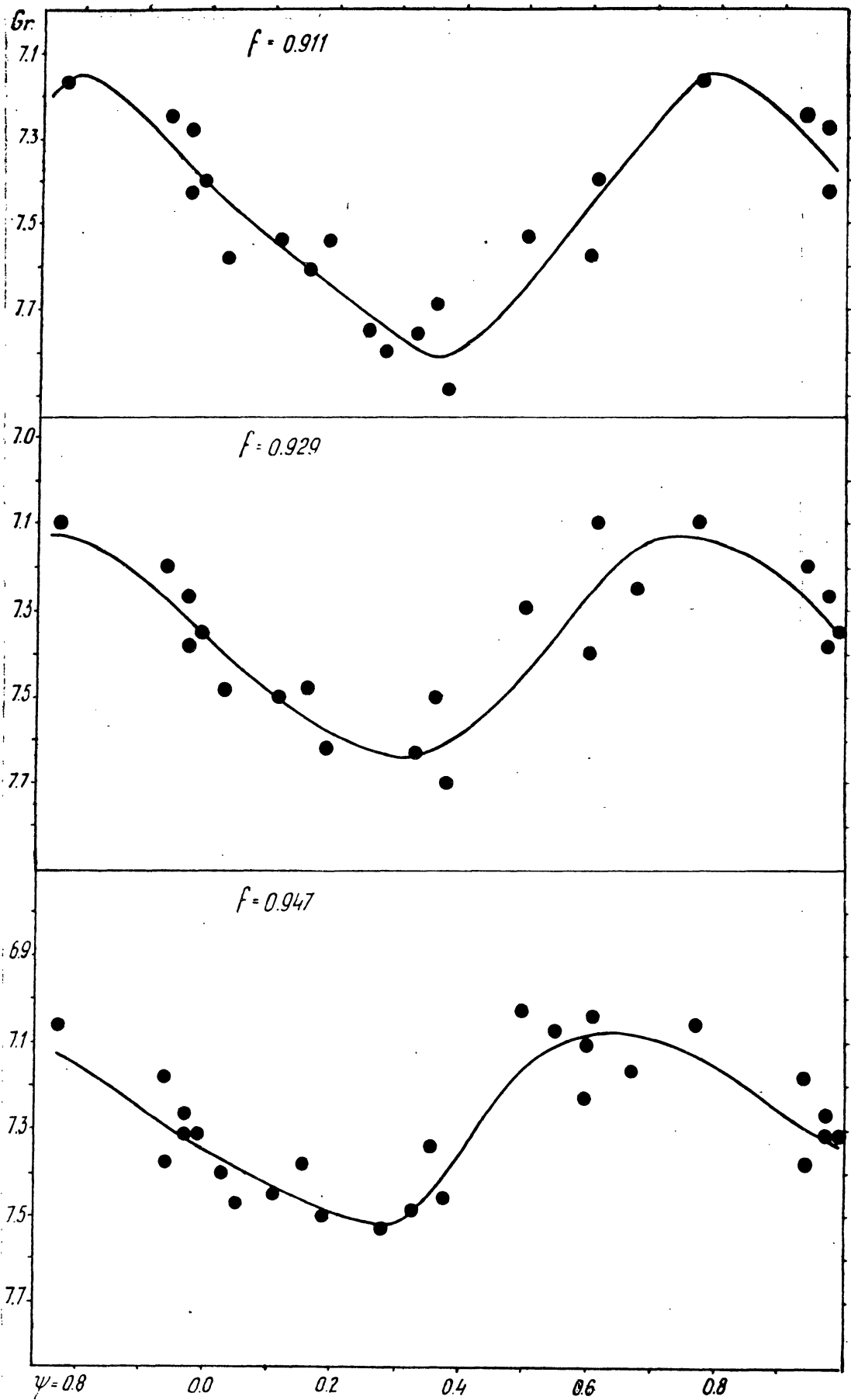


Abb. 2b. Die Schwankung der Helligkeit in verschiedenen Phasen (f) der Hauptperiode (0^d567) im Laufe der 41 tagigen kurzen Schwankung. (Forts.)

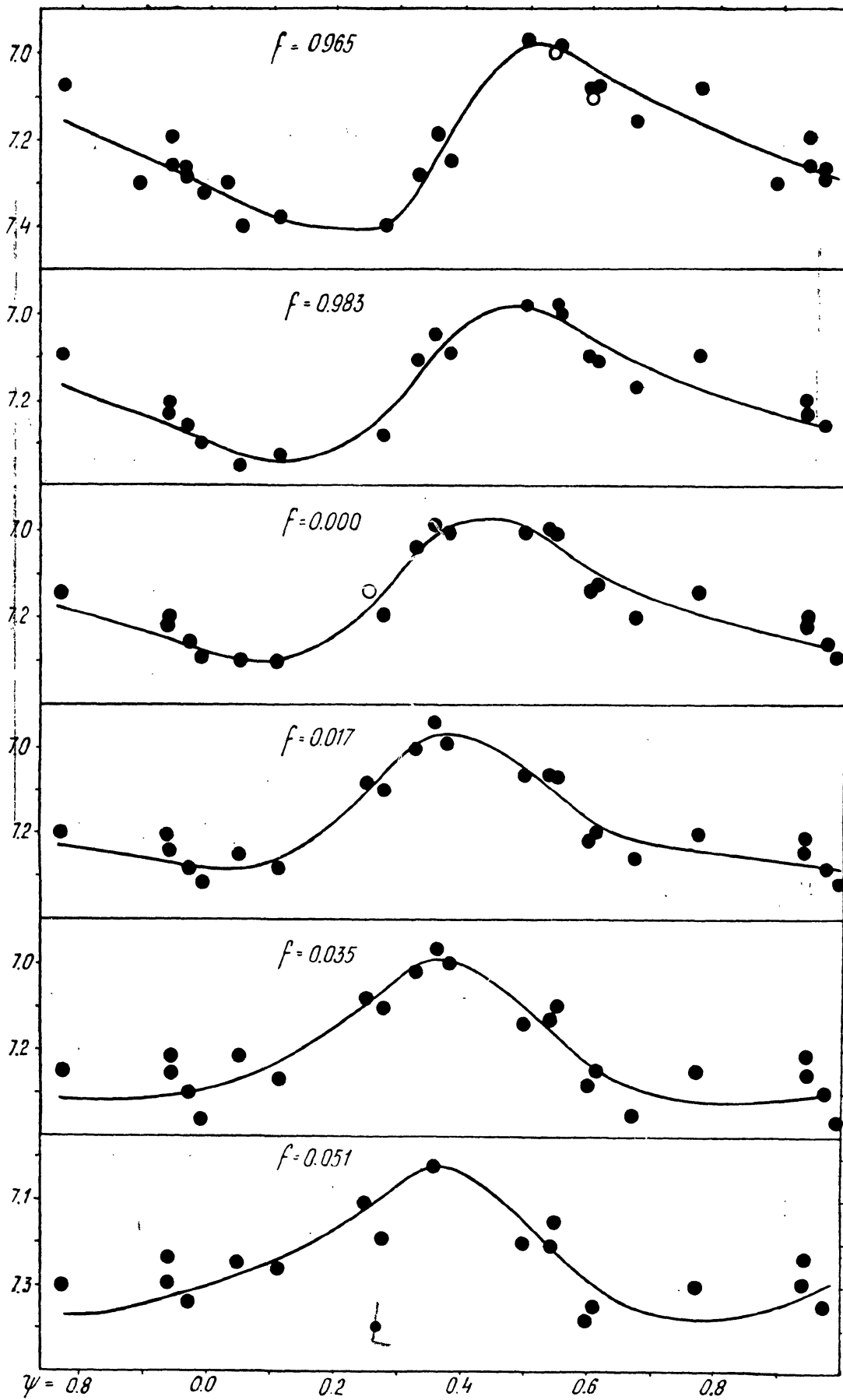


Abb. 2c. Die Schwankung der Helligkeit in verschiedenen Phasen (f) der Hauptperiode (0^d567) im Laufe der 41 tägigen kurzen Schwankung. Leere Kreise stellen unsichere Werte dar. (Forst.)

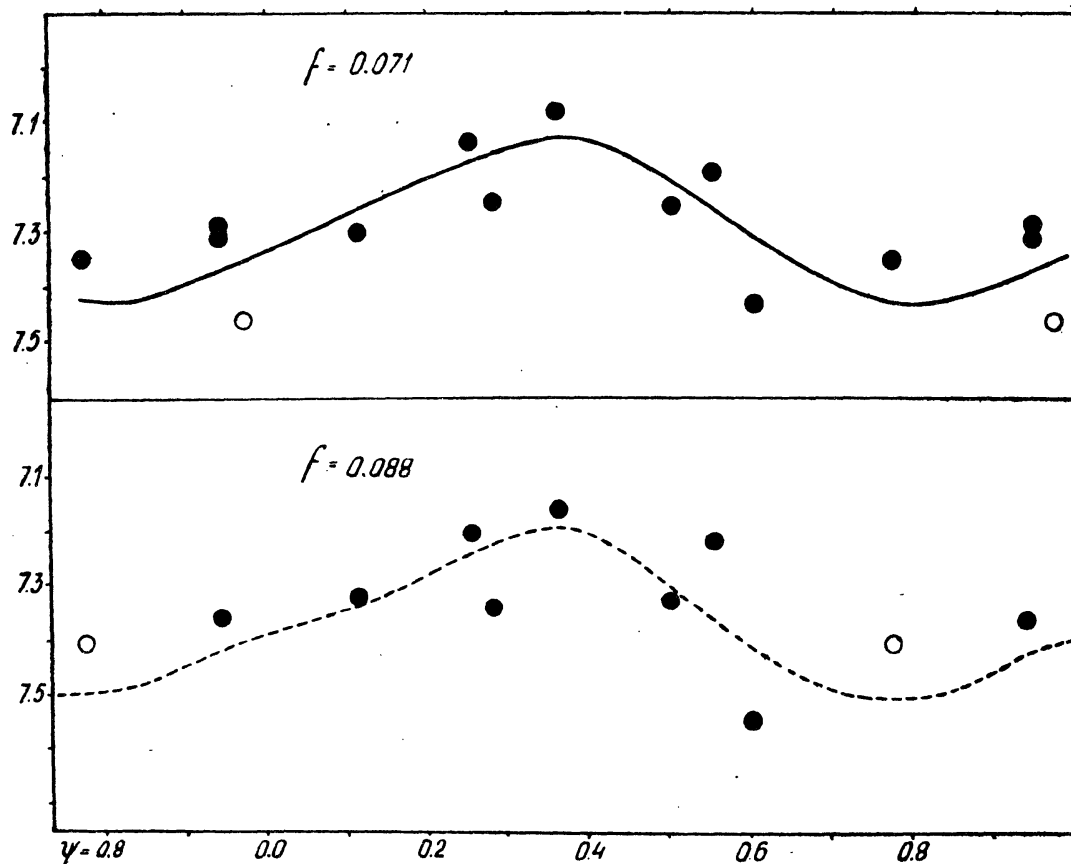


Abb. 2d. Die Schwankung der Helligkeit in den Phasen $f = 0.071$ und 0.088 der Hauptperiode (0.567) im Laufe der 41 täglichen kurzen Schwankung. Leere Kreise stellen unsichere Werte dar. (Forts.)

An jeder Abendskurve wurden für $f = 0.788, 0.824, 0.859, 0.876, 0.894, 0.911, 0.929, 0.947, 0.965, 0.983, 0.000, 0.017, 0.035, 0.051, 0.071$ und 0.088 die entsprechenden Helligkeitsgrößen abgelesen und für jeden angegebenen Wert von f getrennt gegen ψ aufgetragen. So wurden 16 Diagramme erhalten, die in den Abbildungen 2a bis 2d angeführt sind. Von $f = 0.859$ an ergibt sich für jeden Wert von f eine deutliche Schwankung der Helligkeit im Laufe der 41 täglichen Periode der kurzen Schwankung. Die ausgleichende Kurve konnte mit genügender Genauigkeit mit freier Hand gezogen werden, da die Streuung der Beobachtungen ziemlich klein ist. Abweichungen von der ausgleichenden Kurve, die größer als 0.1 sind, kommen nur selten vor.

Zwischen $f = 0.78$ bis 0.83 ist die Schwankung der Helligkeit mit ψ sehr gering. Unsere Beobachtungen erstrecken sich nur auf das Phasenintervall $f = 0.78-0.09$, also auf etwa ein Drittel der Lichtkurve. Dieser Lichtkurventeil enthält das Minimum, den aufsteigenden Ast und die Umgebung des Maximums.

Tabelle III.

Schwankung der Helligkeit in verschiedenen Phasen der Hauptperiode im Laufe der 41-tägigen Periode.

(Einheit der Intensität = 6^m90 .)

Phase	m^{\max}	ψ^{\max}	m^{\min}	ψ^{\min}	I^{\max}	I^{\min}	ΔI	$\Delta I/A$
σ^p788	7.99	0.99:	8.07	0.56:	0.37	0.34	0.03	0.07
0.824	7.99	0.96:	9.07	0.50:	0.37	0.34	0.03	0.07
0.859	7.76	0.82	8.05	0.37	0.45	0.35	0.10	0.21
0.876	7.50	0.79	8.02	0.36	0.58	0.36	0.22	0.47
0.894	7.31	0.76	7.94	0.32	0.69	0.38	0.31	0.66
0.911	7.15	0.78	7.82	0.35	0.79	0.43	0.36	0.77
0.929	7.13	0.73	7.63	0.31	0.81	0.51	0.30	0.64
0.947	7.08	0.63	7.52	0.29	0.85	0.56	0.29	0.62
0.965	6.98	0.51	7.40	0.28	0.93	0.63	0.30	0.64
0.983	6.99	0.49	7.25	0.11	0.92	0.72	0.20	0.43
0.000	6.97	0.44	7.30	0.08	0.94	0.69	0.25	0.54
0.017	6.97	0.38	7.28	0.04	0.94	0.70	0.24	0.51
0.035	6.99	0.37	7.32	0.85	0.92	0.68	0.24	0.51
0.051	7.02	0.36	7.38	0.80	0.90	0.64	0.26	0.57
0.071	7.13	0.36	7.43	0.79	0.81	0.61	0.20	0.42
0.088	7.20	0.35:	7.50	0.78:	0.76	0.58	0.18	0.38

In Tabelle III. sind die den Abbildungen 2a—d entnommenen wichtigsten Angaben zusammengestellt. m^{\max} und m^{\min} bedeuten die größte, bzw. kleinste Helligkeit zu der in der ersten Kolonne angegebenen Phase in Helligkeitsgrößen, I^{\max} und I^{\min} in Intensitäten, wobei als Einheit der Intensität 6^m90 gewählt wird. Dies entspricht ungefähr der Helligkeit des hellsten Maximums. ΔI gibt die totale Schwankung der Helligkeit, d. h. $\Delta I = I^{\max} - I^{\min}$. Die letzte Spalte gibt das Verhältnis

Tabelle IV.

Die mittlere Lichtkurve.

Phase	\bar{I}	m	Phase	\bar{I}	m
σ^p788	0.355	8.02	σ^p965	0.780	7.17
0.824	0.355	8.02	0.983	0.820	7.11
0.859	0.400	7.90	0.000	0.815	7.12
0.876	0.470	7.72	0.017	0.820	7.11
0.894	0.535	7.58	0.035	0.800	7.14
0.911	0.610	7.44	0.051	0.770	7.18
0.929	0.660	7.35	0.071	0.710	7.26
0.947	0.705	7.29	0.088	0.670	7.33

$\Delta I/A$, wo A die Intensitätsamplitude der «mittleren Lichtkurve» bedeutet. Die mittlere Lichtkurve wird einfach durch die Werte $\bar{I} = (I^{\max} + I^{\min})/2$ gegeben. Diese sind, zusammen mit den entsprechenden Helligkeitsgrößen in Tabelle IV angeführt.

Die mittlere Lichtkurve ist durch folgende Daten charakterisiert :

$$m^{\max} = 7^{\text{m}}13, \quad m^{\min} = 8.03, \quad A_{\text{phg}} = 0^{\text{m}}90.$$

Ihr Maximum tritt zu $f = 0^{\text{p}}004$, ihr Minimum zu $f = 0^{\text{p}}823$ ein. Es ist also :

$$(M-m)/P = 0.181, \quad M-m = 0^{\text{d}}103.$$

In Abb. 3. sind die Werte von $\Delta I/A$ zu den verschiedenen Phasen dargestellt. Zum Vergleich sind auch die entsprechenden Werte für

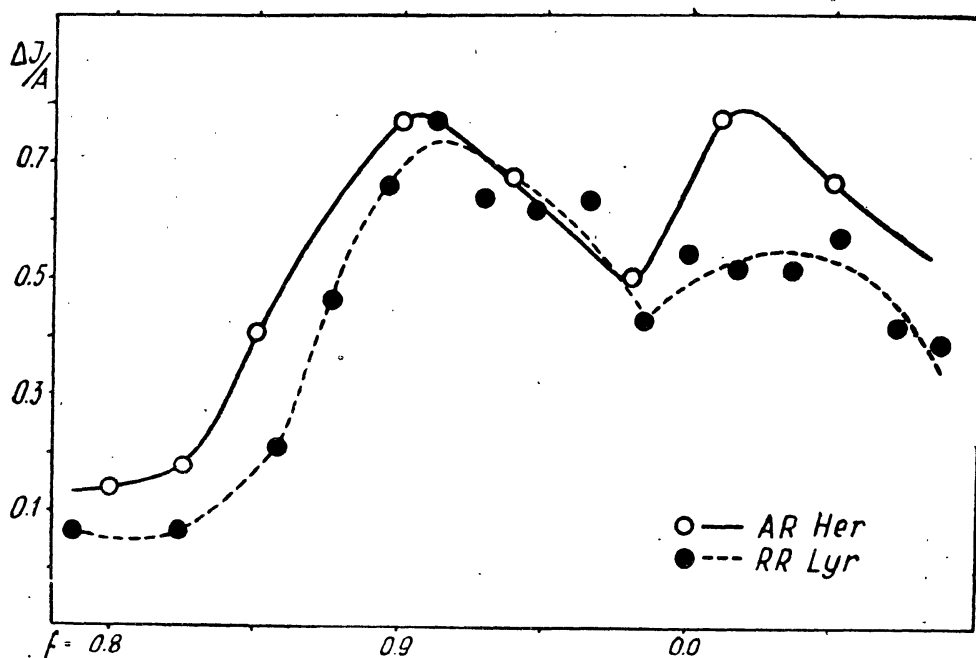


Abb. 3. Amplitude der Intensitätsschwankung im Laufe der kurzperiodischen Ungleichheit zu verschiedenen Phasen der Hauptperiode, in Einheiten der Intensitätsamplitude der mittleren Lichtkurve ausgedrückt. Leere Kreise und ausgezogene Linie für AR Her, Punkte und gestrichelte Kurve für RR Lyrae.

AR Herculis angegeben. Für beide Sterne ergibt sich eine Kurve mit zwei Maxima; wovon das eine gleich nach dem Maximum zu etwa $f = 0.02-0.04$, das andere genau in der Mitte des aufsteigenden Astes der mittleren Lichtkurve auftritt. Für δ Scuti ergab sich ebenfalls ein damit vollständig übereinstimmendes Resultat. (S. Abb. 4 der zitierten Arbeit über δ Scuti.)

Es sind aber betreffs der Lichtkurvenänderungen noch weitere Analogien zwischen AR Herculis und RR Lyrae vorhanden. Vergleicht man z. B. die Werte von ψ^{\max} und ψ^{\min} in Tab. III. für RR Lyrae mit denjenigen für AR Herculis (Tab. 3 der zitierten Arbeit), so findet man eine fast vollständige Übereinstimmung zwischen den beiden Sternen. Wesentlich ist dabei, daß mit zunehmendem f die beiden Größen ψ^{\max} und ψ^{\min} für beide Sterne beständig abnehmen.

Die Veränderungen der Lichtkurve im Laufe der 41 tägigen Ungleichheit. Mit Hilfe der Diagramme in Abb. 2a—d ist es leicht, die Lichtkurven zu den verschiedenen Werten von ψ zu konstruieren. Man braucht nur an der ausgleichenden Kurve bei den erwünschten Werten von ψ die entsprechenden Helligkeiten abzulesen und diese getrennt für die einzelnen ψ gegen f aufzutragen. Wir haben auf diese Weise die Lichtkurven für $\psi = 0.0, 0.1, 0.2, \dots, 0.9$ konstruiert. (S. Tab. V und Abb. 4.)

Tabelle V.

Die Lichtkurve für verschiedene Werte von ψ .

$f \backslash \psi$	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.788	7.99	8.00	8.01	8.03	8.04	8.06	8.07	8.05	8.03	8.01
0.824	8.00	8.01	8.02	8.03	8.06	8.06	8.06	8.04	8.02	8.00
0.859	7.93	7.98	8.02	8.04	8.04	8.01	7.96	7.86	7.79	7.82
0.876	7.81	7.88	7.95	8.00	8.01	7.92	7.80	7.62	7.50	7.66
0.894	7.61	7.76	7.88	7.93	7.91	7.81	7.66	7.37	7.34	7.47
0.911	7.42	7.54	7.66	7.77	7.79	7.64	7.46	7.27	7.15	7.25
0.929	7.37	7.49	7.57	7.63	7.58	7.44	7.26	7.12	7.19	7.23
0.947	7.35	7.42	7.48	7.52	7.36	7.12	7.07	7.11	7.15	7.25
0.965	7.32	7.38	7.40	7.37	7.13	6.98	7.03	7.12	7.18	7.24
0.983	7.30	7.34	7.31	7.19	7.03	6.99	7.06	7.13	7.19	7.23
0.000	7.28	7.30	7.24	7.10	6.98	7.00	7.09	7.16	7.20	7.24
0.017	7.28	7.27	7.17	7.03	6.97	7.05	7.17	7.22	7.24	7.26
0.035	7.28	7.24	7.15	7.03	7.00	7.11	7.23	7.30	7.32	7.31
0.051	7.30	7.24	7.17	7.07	7.04	7.15	7.29	7.36	7.38	7.34
0.071	7.33	7.26	7.20	7.13	7.14	7.21	7.32	7.39	7.43	7.39
0.088	7.39	7.33	7.28	7.22	7.21	7.31	7.41	7.48	7.50	7.45

Wenn wir die Lichtkurven von RR Lyrae in Abb. 4 mit dem entsprechenden Teil der Lichtkurven von AR Herculis in den Abbildungen 6a bis 6u der zitierten Arbeit über diesen Stern vergleichen, so sehen wir für jedes ψ eine vollständige Übereinstimmung nicht nur nach Form, sondern auch in anderen Einzelheiten. So ist z. B. die Lage der

Schnittpunkte der jeweiligen Lichtkurve mit der mittleren Lichtkurve für beide Sterne dieselbe. Allein die Amplituden sind verschieden.

Die Änderung der Helligkeit des Minimums ist viel kleiner als die des Maximums. Dies ist besonders dann ausgeprägt, wenn statt Helligkeitsgrößen Intensitäten angegeben werden. In Abb. 5 sind die Inten-

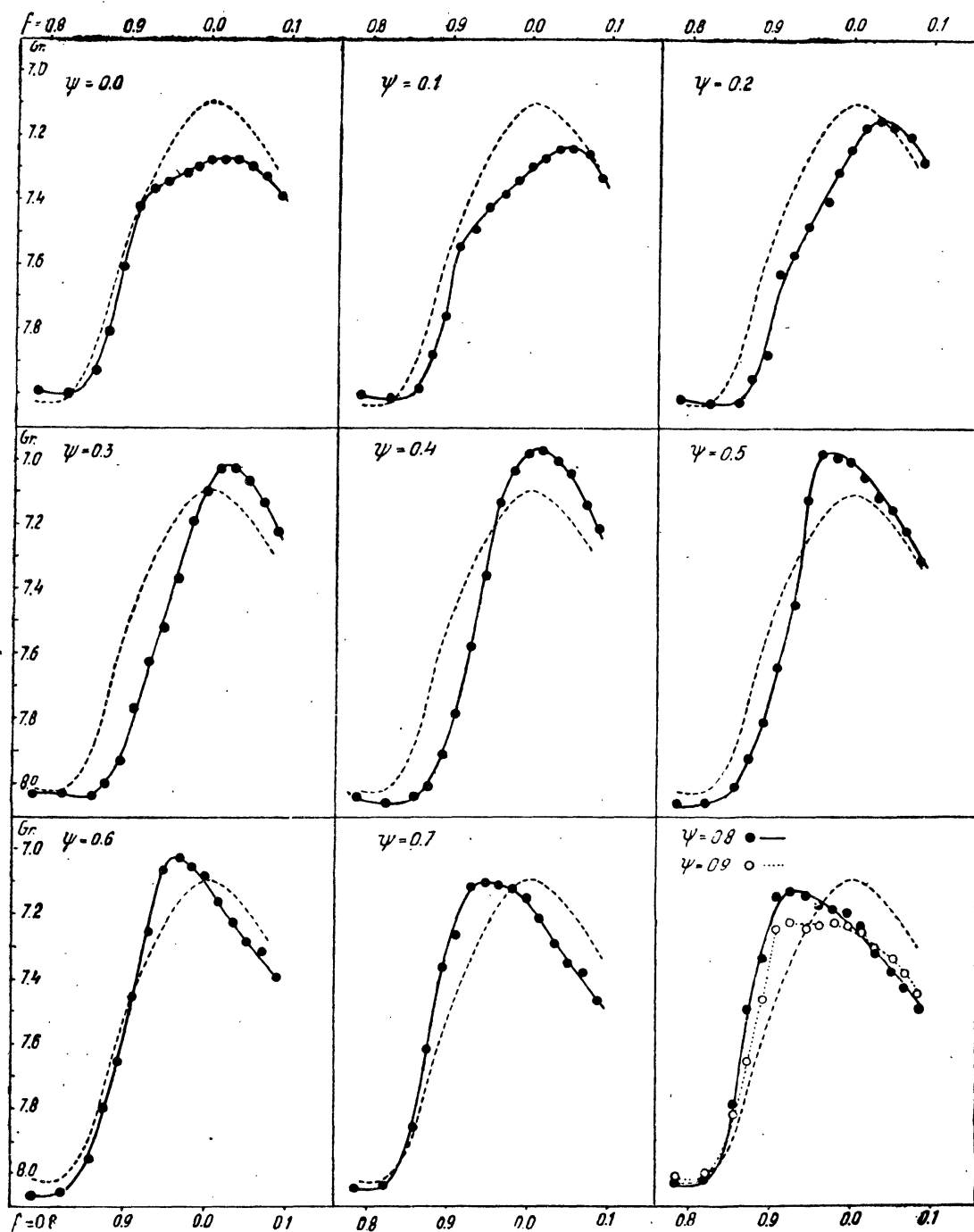


Abb. 4. [Die Veränderungen der Lichtkurve im Laufe der 41-tägigen Ungleichheit. (Die mittlere Lichtkurve ist gestrichelt gezeichnet.)]

sitätskurven für das schwächste und hellste Maximum angeführt. Da helle Maxima durch schwache Minima, schwache Maxima durch helle Minima begleitet sind, so sind die beiden Kurven auch für die Minima nahe Extremfälle. Die Amplituden der Veränderungen der

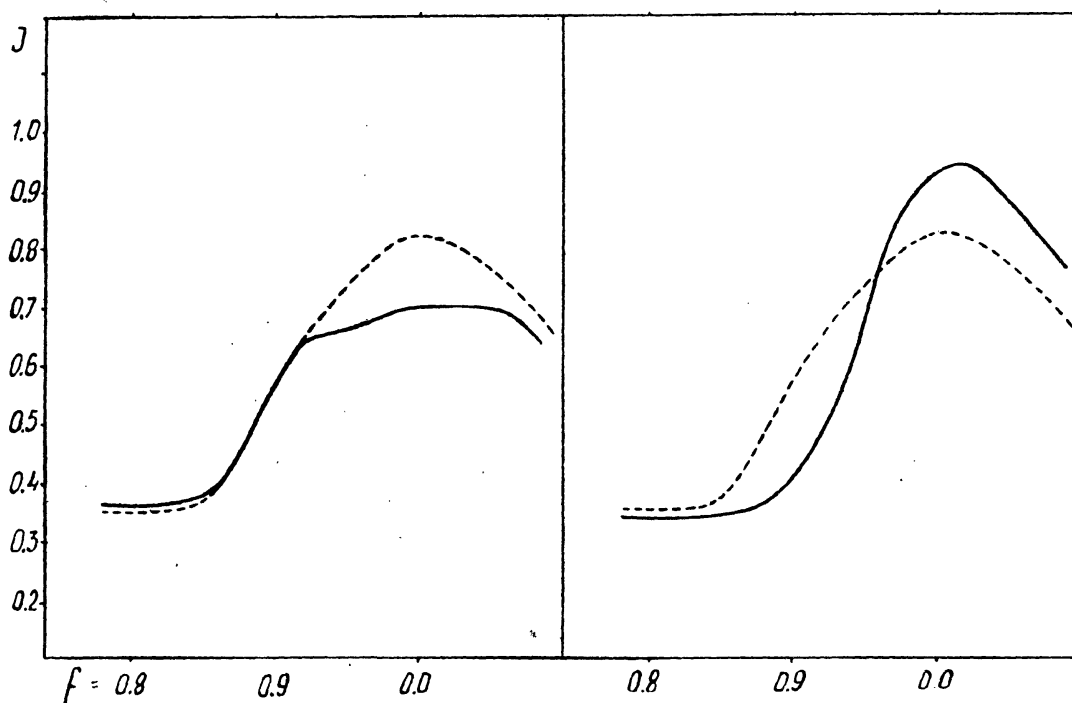


Abb. 5. Die Intensitätskurven für das schwächste und das hellste Maximum. Die gestrichelte Kurve ist die mittlere Lichtkurve. (Einheit der Intensität = $6^m.90$.)

Maxima bzw. Minima stehen im Verhältnis 8 : 1 zueinander. Bei AR Herculis ist dieses Verhältnis 5.2 : 1, bei δ Scuti 1.5 : 1.

Die Amplitude des photographischen Lichtwechsels ändert sich zwischen $0^m.72$ und $1^m.10$. In Intensität ausgedrückt ist die maximale Amplitude 1.82-mal größer als die minimale (bei δ Scuti ebenfalls 1.82-mal, bei AR Herculis 2.28-mal).

Das Zeitintervall zwischen dem Minimum und dem darauffolgenden Maximum ($M-m$) ändert sich von $0^d.067$ ($\psi = 0.90$) bis $0^d.121$ ($\psi = 0.09$). Diese Änderung rührt hauptsächlich von der Ungleichheit in den Maximumepochen her, da die Phase des Minimums nur geringfügigen Änderungen unterworfen ist.

Die Interpretation der Lichtkurvenänderungen. Man findet zuerst in einer Arbeit von *Kluyver*⁶ den Gedanken, daß die kurzperiodische

⁶ H. A. Kluyver: On the extension of the theory of adiabatic Cepheid pulsation. B A N 7. 313. 1936.

Ungleichheit der Periode durch die Superposition zweier Schwingungen mit nahe kommensurablen Perioden entsteht. Durch diese Schwingungen wird dann eine Schwebung hervorgerufen, deren Periode gleich der Periode der kurzperiodischen Ungleichheit, bzw. der Periode der Lichtkurvenänderungen ist. Kluver zeigte, daß wenn der Exponent γ im adiabatischen Gesetz den Wert $\gamma \sim 1.5$ hat, die Periode der Grundschwingung und der zweiten Oberschwingung bei dem Eddingtonschen Modell nahe kommensurabel im Verhältnis 2 : 1 sind und deutete die kurze Schwankung bei RR Lyrae als Ergebnis der Interferenz der zweiten Oberschwingung mit der Grundschwingung.

Für AR Herculis haben wir gezeigt,¹ daß wenn die Lichtkurvenänderungen durch die Interferenz zweier nahe kommensurabler Perioden zustande kommen, so stehen diese annähernd im Verhältnis 1 : 1 zueinander. Ähnliches Resultat wurde für δ Scuti erhalten.²

Das Auftreten zweier nahe gleicher Perioden ist aber auf Grund der Pulsationstheorie schwer zu erklären. Daß trotzdem die Lichtkurvenänderungen bei beiden Sternen auf diese Weise zu erklären sind, kann durch folgende Tatsachen unterstützt werden :

1. Die jeweilige Lichtkurve schneidet die mittlere Lichtkurve immer nur in zwei Punkten, die sich mit der Zeit auf der mittleren Lichtkurve fortwährend in der Richtung abnehmender Phasen verschieben. Die Verschiebung ist nach Ablauf einer Schwebungsperiode eben gleich der Hauptperiode.

2. Stellt man für verschiedene ψ die Abweichungen von der mittleren Lichtkurve dar (s. Abb. 5 in der Arbeit über δ Scuti), so erhält man Kurven, deren Maximum und Minimum sich mit zunehmendem ψ fortwährend in Richtung abnehmender Phasen (f) verschieben. Auch hier macht die Verschiebung nach Ablauf eines Zyklus der kurzen Schwankung eine volle Periode aus.

3. Verfolgt man die Maxima und Minima der sekundären Variationen in den verschiedenen Phasen (f) der Hauptperiode (s. Abb. 4 in der Arbeit über AR Her, und Abb. 1 in derjenigen über δ Sct), so findet man ein kontinuierliches Rückwärtsverschieben derselben durch den ganzen Zyklus der Kurven. Nach Durchlaufen eines Zyklus kommt man zu demselben ψ zurück.

Bei einer einfachen Superposition zweier völlig unabhängiger Variationen wäre dieses Rückwärtsverschieben ein gleichmäßiges. Ebenso wäre die Amplitude der sekundären Schwankung in allen Phasen der Hauptperiode gleich groß. Nun ist in der Wirklichkeit keine dieser Bedingungen erfüllt. Die Amplitude der sekundären Variationen schwankt beträchtlich mit f (s. Abb. 3 in dieser Mitteilung, oder Abb. 4 in der Arbeit über δ Scuti). Trägt man wie in Abb. 6 die ψ^{\max} , d. h. die Werte von ψ , für welche die größte Helligkeit in den verschiedenen

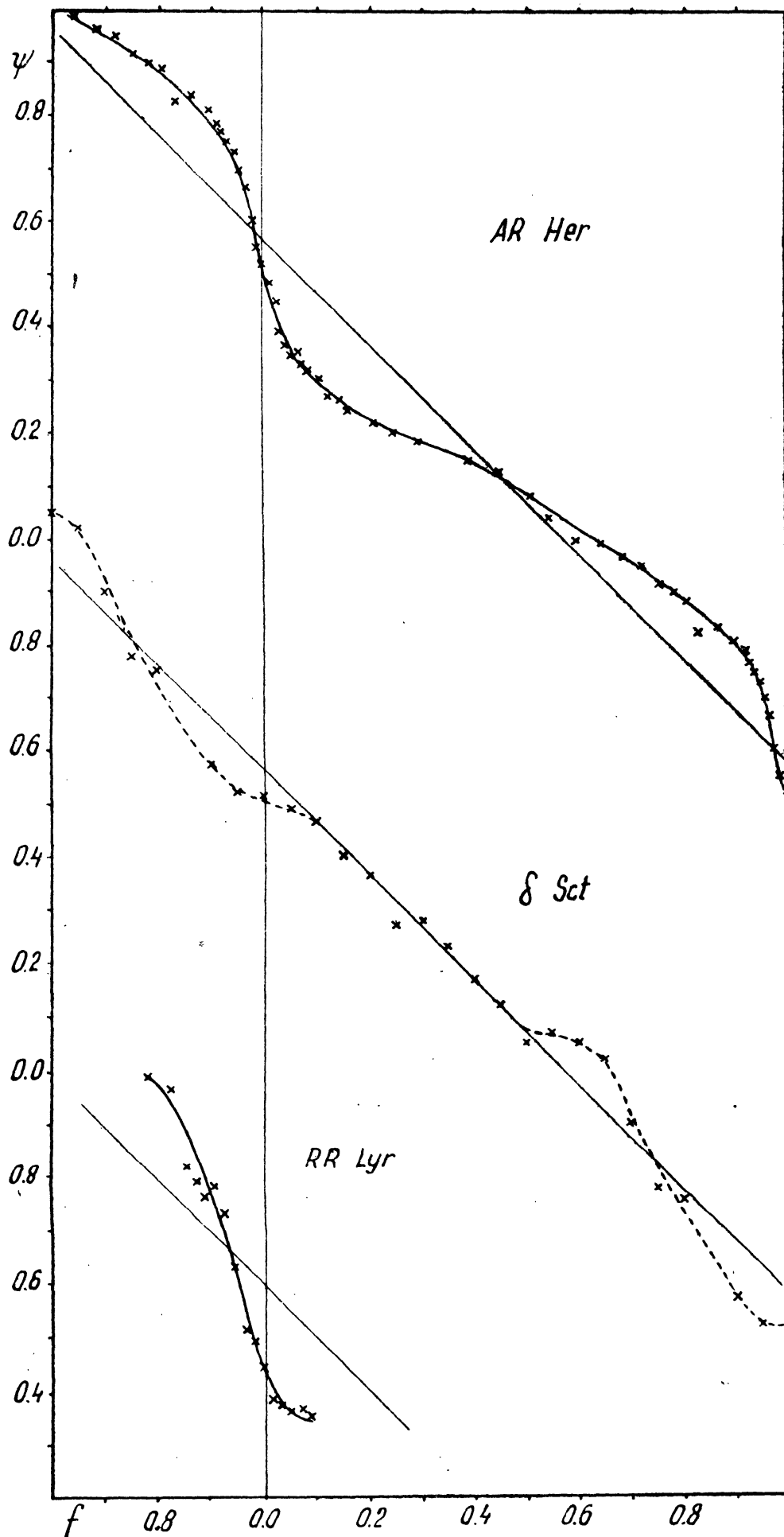


Abb. 6. Werte von ψ , für welche die größte Helligkeit in den verschiedenen Phasen (f) der Hauptperiode erreicht wird. Oben für *AR Her*, in der Mitte für δSct , unten für *RR Lyr*.

Phasen (f) der Hauptperiode erreicht wird, gegen f auf, so würde man bei linearer Zusammensetzung der beiden Variationen Werte längs einer gegen die Koordinatenachsen unter 45° geneigten Geraden erhalten, während in Wirklichkeit eine ziemlich große Schwankung um diese Gerade vorhanden ist.

Diese großen Abweichungen von der einfachen Superposition der Variationen war eben der Grund dafür, daß wir in der Arbeit über AR Her eher die 31.5 tägige Periode als die wahre Periode der Lichtkurvenänderungen betrachteten. Für δ Sct sind die Abweichungen von der Linearität aber bedeutend geringer, wie hier durch Abb. 6 und durch Abb. 4 in der Mitteilung über den Stern gezeigt wird. Nun hat man eine strenge Linearität nur bei der Zusammensetzung zweier infinitesimaler Schwingungen zu erwarten. Die Tatsache, daß bei δ Sct, wo die Amplitude sehr gering ist, auch die Lichtkurvenänderungen viel einfacher verlaufen als bei AR Her, scheint eben eine starke Stütze für die Auffassung zu sein, daß die Lichtkurvenänderungen doch durch die Superposition zweier Variationen von nahe gleicher Periode zustande kommen.

Nun zeigt RR Lyrae in jeder Hinsicht dieselben Eigenschaften wie AR Her und δ Sct. Wenn unsere Beobachtungen auch nur einen Teil des Lichtwechsels erfassen, können wir die Lichtkurvenänderungen bei RR Lyrae in Anbetracht dieser Analogien durch die Superposition zweier Variationen von nahe gleicher Periode erklären. Für die sekundäre Periode ergibt sich nach Formel (I) :

$$P_1 = 0.559.$$

Diese ist nur um 8 Minuten kürzer als die Hauptperiode.

Eigentlich sollte man — wie uns darauf Herr *M. Schwarzschild* aufmerksam machte* — das Beobachtungsmaterial mit P_1 ebenso behandeln, wie wir das mit P_2 getan haben. Die Kurven, die man mit P_1 anstatt derjenigen in Abb. 2a—d (oder in Abb. 4. der Arbeit über AR Her und Abb. 1. derjenigen über δ Sct) erhalten würde, würden genau so wie jene aussehen, nur daß sie gegeneinander verschoben wären, und zwar in der Weise, daß sie nicht eine monotone Verschiebung der Maxima oder Minima zeigen. Immerhin würde, wie Abb. 6. beweist, eine erhebliche Schwankung der Phase des Sekundärmaximums beim Durchlaufen des Kurven-Zyklus übrigbleiben. Für unser Beobachtungsmaterial über RR Lyrae würde die Durchführung dieser Betrachtung nicht viel bedeuten, da wir nur solche Phasen durchbeobachtet haben, wo die Zusammensetzung der Variationen eben am stärksten von der Linearität abweicht (s. Abb. 6. unten). Übrigens beabsichtigt Herr stud. *I. Guman* in diesem Jahr das Beobachtungsmaterial auf die ganze Lichtkurve auszudehnen.

Wie uns Herr Schwarzschild mitteilte,* hat er die vorhandenen Beobachtungen über RR Lyrae einer vorläufigen Bearbeitung unterzogen. Auch er erhielt für den Stern ein sehr ähnliches Verhalten wie wir früher für AR Herculis.

In einer der nächsten Mitteilungen werden wir erneut den Stern RW Draconis behandeln. Für diesen sind wir jetzt im Besitz eines über die ganze Lichtkurve sich erstreckenden Beobachtungsmaterials.

Budapest, 1943. Februar.

* Brief vom 31. Juli 1941.

Kiadja a Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet.
Stephaneum nyomda Budapest. Felelős: ifj. Kohl Ferenc.

A KONKOLY
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI
BUDAPEST-SZABADSÁGHEGY (SVÁBHEGY)

CONTRIBUTIONS
FROM THE
KONKOLY OBSERVATORY

NO. 19

ON THE STATIONARY AND PERIODICAL MOTIONS
IN THE ATMOSPHERE OF THE SUN

BY
IMRE K. CSADA

1948

MAR 19 1949

A NAP LÉGKÖRÉNEK STACIONÁRIUS ÉS PERIODIKUS MOZGÁSAI.

Jelen dolgozat a Nap légkörének stacionárius és periodikus változásaival foglalkozik a turbulencia-elmélet felhasználásával. A bevezető részben a fotoszféra granulációs szerkezetével és a naptevékenység 11 éves periódusával kapcsolatos termodinamikai és mechanikai instabilitás problémája van összefoglalva. A második rész a turbulens mozgások Taylor-Prandtl-féle alapegyenletét tartalmazza. A harmadik részben a fotoszféra áramlásaira egy modell van kidolgozva, melyből egyrészt a turbulens állapotot jellemző viszkozitási együttható (exchange) a megfigyelések felhasználásával kiszámítható, másrészt a szögsebesség eloszlásának periodikus változására lehet következtetni. E változás számított periódusa nagyságrendben megegyezik a naptevékenység periódusával.

ON THE STATIONARY AND PERIODICAL MOTIONS IN THE ATMOSPHERE OF THE SUN.

By *I. K. Csada.*

Extract. The present paper applies the turbulence-theory to the stationary and periodical motions in the atmosphere of the sun. In the introductory passage the author has summarized the problems of thermodynamical and mechanical instability connected with the 11 years' period of the solar activity and with the granular structure of the photosphere. The second part contains *Taylor-Prandtl's* equations of the turbulent motions. The third part contains a model relating to large-scale currents in the photosphere; from this the coefficient of exchange (i. e. eddy diffusivity) characteristic of the turbulent state may be calculated on the one hand, and conclusions relating to the periodical changes in the distribution of angular velocity may be drawn on the other hand. The period is approximately equal to the period of solar activity.

1. Introduction. The photosphere of the sun resembles some liquid (or gas) in turbulent state. This state is the result of convective currents taking place in the upmost layers. Such currents occur when there is no thermodynamical equilibrium in the layer. From *Schwarzschild's* investigations¹ it is well known that a gaseous-sphere of homogeneous structure is always characterized by thermodynamical equilibrium, that is the thermal energy cannot pass from the centre towards the surface but through radiation or, in a lesser degree, through conduction. But, according to *Unsöld's* investigations, only the structure of the sun's interior can be regarded as homogeneous. In the photosphere and in the closely underlying layers, owing to a mixture of neutral and ionized atoms² thermodynamical equilibrium can not be maintained, convective currents arise and thermal energy passes not only by radiation and conduction but also by convection. Both laboratory and theoretical

¹ Gött. Nach. 1916. p. 41.

² As proved by Unsöld, Z. f. Aph. 1. 138, 1930.

researches prove that the granular structure of the sun's photosphere is caused by these convective currents¹.

While granular structure is the result of thermodynamical instability, the activity of solar spots and the adjoining phenomena may be considered as results of mechanical instability. According to *Wasiutyński*², mechanically unstable regions are being formed as the result of rotation, in the interior of the sun. Gas particles accordingly perform a turbulent motion which is similar to convective motion. We may suppose that, as a result of these two motions, only few granules are abnormally strengthened, which, according to *Rosseland*³ may lead to the formation of spots. The relations between spots and mechanical (rotationary) processes are also shown by the position of the former. The relations of the phenomena are best shown by *Halm's* statistical investigations.⁴ According to these the distribution of angular velocity of the solar surface, or more accurately, that of the reversing layer, changes with solar activity.

Now we shall try to deduce this change of angular velocity from the periodical solution of the equations of motion. But first we shall give a brief summary of the theory of turbulent motions.

2. Fundamental equations. It is a general characteristic of the turbulent state that neighbouring gas particles of various energy do not only exchange their energies by molecular motion but also by common macroscopic motion. Density, pressure, potential and velocity are in steady change and so their mean change may be examined in a macroscopic volume element.

Let $\bar{\rho}$, \bar{P} , \bar{V} and \bar{v} be the mean values for density, pressure potential and velocity in the turbulent state and let ρ' , P' , V' and v' be the changes of pressure, density etc. In that case we may write :

$$\rho = \bar{\rho} + \rho', \quad P = \bar{P} + P', \quad V = \bar{V} + V', \quad v = \bar{v} + v'. \quad (1)$$

Substituting these relations in Euler's equations of motion, by using the definitions

$$\bar{\rho}' = 0, \quad \bar{P}' = 0, \quad \bar{V}' = 0, \quad \bar{\rho}\bar{v} = \bar{\rho} \bar{v}, \quad \bar{v}' \neq 0 \quad (2)$$

we get

$$\bar{\rho} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{v} \text{grad } \bar{v} = \bar{\rho} \text{grad } \bar{V} - \text{grad } \bar{P} + [\bar{\rho} v', \text{rot } v'] \quad (3)$$

¹ Ap. N. 4. 135, 1946.

² Ap. N. 4. 91.

³ Ap. N. 4. 73.

⁴ M. N. 82. 479, 1929.

where we have neglected $\varrho' \text{ grad } V'$ as secondary quantity and $\text{grad } |\mathbf{v}'|^2$, the energy of turbulent motion (per mass units).

Taylor suggested that in turbulent state the rotation of velocity ($\text{rot } \mathbf{v}$, vorticity) remains constant along the mixing path. Vorticity transported by collective motion is equal to the mean vorticity at the starting place of the set ($\text{rot } \bar{\mathbf{v}}_1$) and if mean vorticity is $\text{rot } \bar{\mathbf{v}}_2$ at the end of the mixing path, then, in consequence of transportation, it will change to $\text{rot } \bar{\mathbf{v}}_2$. Thus for the change of vorticity of the set we get :

$$\text{rot } \mathbf{v}' = \text{rot } \bar{\mathbf{v}}_1 - \text{rot } \bar{\mathbf{v}}_2.$$

But mean vorticity is an analytical vectorial function of the space, so we can write :

$$\text{rot } \bar{\mathbf{v}}_2 = \text{rot } \bar{\mathbf{v}}_1 + l \text{ grad rot } \bar{\mathbf{v}}_1.$$

On the basis of this we get the relation of the modified vorticity transport theory

$$\text{rot } \mathbf{v}' = - l \text{ grad rot } \bar{\mathbf{v}} \quad (4)$$

where l is the «mixing length», the distance between the beginning and the end of the mixing path.

Substituting (4) in (3) we get a very complicated expression, which, however, becomes simpler and analogous to Stokes-Navier's equation of the viscous liquids if turbulence is isotropic¹. In that case we get :

$$\frac{d\bar{\mathbf{v}}}{dt} = \text{grad } \bar{V} - \frac{l}{\varrho} \text{ grad } \bar{P} - \frac{A}{\varrho} \text{ grad div } \bar{\mathbf{v}} + \frac{A}{\varrho} \Delta \bar{\mathbf{v}} \quad (5)$$

where A , the coefficient of turbulent viscosity (exchange), is given by

$$A = \varrho \, |\bar{l}| \, |\bar{\mathbf{v}}'|. \quad (6)$$

We can define A/ϱ by the observed and calculated characteristics of the granules. If we substitute the granules by *Bénard's* convective cell, the mixing length will be the 1/20th part of the mean distance of the granules and $|\mathbf{v}'|$ may be determined from the difference of temperature (or brightness) between granular and intergranular space, which is about 2.1 km/sec., from which we get

$$\frac{A}{\varrho} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ (cgs).}$$

A/ϱ may be estimated also on the basis of ten *Bruggencate's* and *Grottrian's* observations. The mean life-time of the granules is about

¹ The definition of isotropical turbulence see in *Wasiutyński's* work, Ap. N. 4. 23.

3.2 minutes¹ and the turbulent velocity² $|v'| = 1.8$ km/sec and so

$$|l| = \tau |v'|$$

from which we obtain

$$\frac{A}{\varrho} = \tau |v'|^2 = 6,221 \cdot 10^{12} \text{ (cgs)}. \quad (7)$$

In the following we shall also determine A/ϱ from the meridional large-scale currents of the sun's atmosphere.

In the equation (5) we have neglected the electromagnetic forces, which originate from the sun's permanent magnetic field on the one hand and the eddy motion of the ions on the other hand. We suppose that in the first approximation the rotation is characterised by the mechanical phenomena.

3. The motion of the convective layer. The basis of our investigations will be the vectorial equation (5). Writing this in polar coordinates of space the horizontal component takes the form:

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\vartheta}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \vartheta} + \frac{v_r v_\varphi}{r} + \frac{v_\vartheta v_\varphi}{r \operatorname{tg} \vartheta} = \frac{A}{\varrho} \left(\Delta v_\varphi - \frac{v_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} \right). \quad (8)$$

The radial and meridional change of v_φ are very small, thus the terms $\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}$ and $\frac{\partial v_\varphi}{\partial \vartheta}$ may be neglected as of second order. The components of velocity lying in the meridian-plane can be expressed with the help of a vector-potential (if $\varrho = \text{const}$):

$$v = \operatorname{rot} \mathfrak{A} \quad (9)$$

In his paper quoted above *Randers* had proved that large-scale meridional currents can be stable only in stars performing rotation. Unfortunately difficulties in the technique of calculation hinder the quantitative investigations of the distribution of velocity. It may be stated, however, that along the axis of rotation and along the equatorial plane the radial component of velocity is zero and $v_\vartheta \neq 0$. For future purposes we shall introduce an empirical formula for \mathfrak{A} gained from observations. This formula will be required to describe the motion of the solar atmosphere in accordance with the observations and shall fulfill the above boundary conditions. Such a formula is the following (owing to simple properties of symmetry $\mathfrak{A}_r = 0$, $\mathfrak{A}_\vartheta = 0$):

¹ Z. f. Aph. 12. 323 (1936.)

² Z. f. Aph. 18. 316 (1939).

$$\mathfrak{A}_\varphi = \alpha (r_\odot^2 - r^2) \sin 2\vartheta \quad (10)$$

where α is an arbitrary constant, r_\odot is the sun's radius. For the velocity components we shall have :

$$\begin{aligned} v_r &= 2\alpha \frac{r_\odot^2 - r^2}{r} (3 \cos^2 \vartheta - 1) \\ v_\vartheta &= \alpha \frac{3r^2 - r_\odot^2}{r} \sin 2\vartheta. \end{aligned} \quad (11)$$

From *Halm's* investigations we may conclude that the φ -component of velocity changes synchronously with solar activity. If the mean velocity is denoted by $v_0(r, \vartheta)$, then we have :

$$v_\varphi = v_0(r, \vartheta) + f(r, \vartheta) e^{i\Omega t} \quad (12)$$

where $2\pi/\Omega$ is the period of the velocity-changes which must be equal to the period of solar activity (11 years).

After substituting (12) and (11) into (8) and neglecting $v_\vartheta f$ as of second order, we obtain the following two differential equations for v_0 and f :

$$\left(r_\odot^2 \frac{2 \cos^2 \vartheta - 1}{r^2} + 1 \right) v_0 = \frac{A}{2\alpha\varrho} \left(\Delta v_0 - \frac{v_0}{r^2 \sin^2 \vartheta} \right) \quad (13)$$

$$\Delta f - \left(i\Omega \frac{\varrho}{A} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \right) f = 0. \quad (14)$$

a) *The distribution of mean angular velocity.* By putting $v_0 = g(r)h(\vartheta)$ into (13), we have

$$\Delta_r g - \left(\lambda^2 + \frac{\lambda^2 c^2}{r^2} \right) g = 0$$

and

$$\Delta_\vartheta h + \left[\lambda^2 (c^2 + r_\odot^2) - 2 \lambda^2 r_\odot^2 \cos^2 \vartheta - \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \right] h = 0$$

where

$$\lambda^2 = \frac{2\alpha\varrho}{A}.$$

The first equation may be solved by the help of the series $g = \sum a_n (\lambda r)^n$. By comparing the coefficients of corresponding powers of λr we have

$$\lambda^2 c^2 = 2$$

and

$$a_{n+2} = \frac{a_n}{(n+2)(n+3)-2}$$

from which

$$g = a_0 r \left(1 + \frac{\lambda^2 r^2}{4} + \frac{\lambda^4 r^4}{112} + \dots \right). \quad (15)$$

After the substitutions $\cos \vartheta = x$ and $h = (1-x^2)^{1/2} y$, the second differential equation becomes

$$(1-x^2) y'' - 4xy' + [2\lambda^2 r_\odot^2 x^2 - \lambda^2 r_\odot^2] y = 0$$

(making use of the relation $\lambda^2 c^2 = 2$), from which by substituting $y = \sum b_n x^n$ we obtain

$$y = \omega_0 \left(1 - \frac{\lambda^2 r_\odot^2}{2} x^2 + \dots \right)$$

that is

$$h = \omega_0 \sin \vartheta \left(1 - \frac{\lambda^2 r_\odot^2}{2} \cos^2 \vartheta + \dots \right) \quad (16)$$

The distribution of velocity, according to equations (15) and (16), has the form :

$$v_0 = \omega_0 r \sin \vartheta \left(1 + \frac{\lambda^2 r^2}{4} \right) \left(1 - \frac{\lambda^2 r_\odot^2}{2} \cos^2 \vartheta \right) \quad (17)$$

This is in agreement with observations, i. e. the angular velocity increases with the growth of distance from the centre (atmospheric height) and diminishes with the heliographic latitude $90^\circ - \vartheta$.¹ Thus, the vector-potential (10), in the photosphere at least, is in agreement with observations. On the basis of this conformity we are justified to choose an indirect way for the calculation of A/ϱ , by comparing (17) with the motion of the sun's photosphere.

According to Faye's interpolation-formula the distribution of velocity on the solar surface is

$$v_0 = \sin \vartheta (2.0 - 0.4 \cos^2 \vartheta) \quad \text{km/sec}$$

which compared with (17), gives

$$\lambda^2 = \frac{0.4}{r_\odot^2}.$$

On the other hand, λ^2 is equal to $2a\varrho/A$. To determine ϱ/A we

¹ See *Waldmeier: Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung*, pp. 45.

must further know α . We have approximated large-scale meridional currents with the help of the second equation of (II), from which, substituting $v_\vartheta = \dot{\vartheta} r_\odot$, we have

$$2\alpha = \frac{\dot{\vartheta}}{\sin 2\vartheta}$$

$\dot{\vartheta}$, the angular velocity of large-scale meridional currents cannot be observed directly, we can only infer it from the meridional motions of the sunspots. According to *Waldmeier*¹ the maximum rate of the meridional motions of the sunspots is 1° per rotation periods. But this includes the proper motions of the sunspots themselves. Taking this into consideration the mean meridional motions of the sunspots will be, $0,14^\circ$ per rotation periods, i. e.

$$\dot{\vartheta} = 1,114 \cdot 10^{-9} \quad \text{radian/sec.}$$

According to the "Schmetterlingsdiagramm" the limit of the lower zone of sunspots varies between 1° and 10° , the upper limit between 8° and 30° heliographic latitudes; from this — taking into consideration the asymmetry of the curve too — the lower limit may be taken 4° , the upper one 12° thus $\vartheta_1 = 78^\circ$, $\vartheta_2 = 86^\circ$. Forming the mean value of $\dot{\vartheta}$:

$$\bar{\dot{\vartheta}} = \frac{2\alpha}{\vartheta_2 - \vartheta_1} \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \sin 2\vartheta \, d\vartheta = 0,2747 \cdot 2\alpha$$

we obtain

$$2\alpha = 4,0553 \cdot 10^{-9} \quad (\text{cgs})$$

that is

$$\frac{A}{\varrho} = 10,138 r_\odot^2 \cdot 10^{-9} = 4,898 \cdot 10^{13} \quad (\text{cgs}).$$

The estimates on A/ϱ from the altitudinal changes of the angular velocity are more uncertain. One among the reasons for this is the fact that it is extremely difficult to state the height of the observed layers of the photosphere. Exact measurements of height are only possible in the upper part of the atmosphere — i. e. in the chromosphere — but the conditions in this differ from those in the convective layer. Further, an exact estimate of A/ϱ in the lower layers of the atmosphere is made impossible by the fact that the angular velocity cannot be measured with direct (spectroscopic) methods. The proper motions of the observed particular objects

¹ Op. cit., p. 137.

(spots, faculae, flocculi) makes the observations uncertain. According to *Waldmeier*¹ the expressions for the angular velocity deduced from the observations of flocculi and faculae are :

$$\begin{aligned} v_0/r_\odot \cos B &= 14,54^\circ - 2,81^\circ \sin^2 B && (\text{faculae, Greenwich}) \\ &= 14,56^\circ - 2,98^\circ \sin^2 B && (\text{Ca flocculi, Fox}). \end{aligned}$$

Substituting $90^\circ - B = \vartheta$ we obtain in the CGS system

$$\begin{aligned} v_0/r_\odot \sin \vartheta &= 2,937 \cdot 10^{-6} - 0,5675 \cdot 10^{-6} \sin^2 \vartheta \\ &= 2,951 \cdot 10^{-6} - 0,6019 \cdot 10^{-6} \sin^2 \vartheta. \end{aligned}$$

If we take 1000 km = 10^8 cm for the difference of height of the flocculi and faculae, the change of angular velocity along the equator will be

$$\frac{d\omega}{dr} = 4,0 \cdot 10^{-17} \quad (\text{cgs})$$

extrapolated to the poles we obtain

$$\frac{d\omega}{dr} = -30,37 \cdot 10^{-17} \quad (\text{cgs}).$$

Proceeding from the equator towards the poles, the angular velocity gradient decreases, but on the polar area neither faculae nor flocculi can be observed ; however, on the basis of observations of the faculae and flocculi we may assume that the angular velocity gradient changes sign.

According to (17) the angular velocity at the equator and the poles has the values :

$$\omega_{aequ} = \omega_0 \left(1 + \frac{\lambda^2 r_\odot^2}{4} \right), \quad \omega_{pol} = \omega_0 \left(1 - \frac{\lambda^2 r_\odot^2}{4} \right)$$

and the angular velocity gradient becomes :

$$\left(\frac{d\omega}{dr} \right)_{aequ} = \omega_0 \frac{\lambda^2 r_\odot}{2}, \quad \left(\frac{d\omega}{dr} \right)_{pol} = \omega_0 \frac{\lambda^2 r_\odot}{2} \left(1 - \frac{\lambda^2 r_\odot^2}{2} \right)$$

from which we obtain :

$$\begin{aligned} \lambda^2 &= \frac{2}{r_\odot \omega_0} \left(\frac{d\omega}{dr} \right)_{aequ} = \frac{1,9175}{r_\odot^2}; & \frac{A}{\varrho} &= 0,76 \cdot 10^{13} \text{ (equator)} \\ \lambda^2 &= \frac{1}{r_\odot^2} \left(1 + \sqrt{1 - 4 \frac{r_\odot}{\omega_0} \left(\frac{d\omega}{dr} \right)_{pol}} \right) = \frac{2,73}{r_\odot^2}; & \frac{A}{\varrho} &= 0,92 \cdot 10^{13} \text{ (poles)} \end{aligned}$$

¹ Op. cit., p. 46.

Finally we shall also examine the chromospheric turbulence. According to *Waldmeier*¹ the angular velocity and the height of some layers (measured from the reversing layer) have the values :

	angular velocity	height
Na D line	13,75° per day	1500 km
He D «	14,40° « «	7500 «
H «	14,77° « «	12000 «
H, K «	14,75° « «	14000 «

from which the mean angular velocity gradient becomes

$$\frac{d\omega}{dr} = 18,349 \cdot 10^{-17}$$

and

$$\frac{A}{\varrho} = 0,4055 \cdot 10^{13}.$$

b) *The periodical changes of the angular velocity.* According to *Halm*'s investigations the distribution of angular velocity changes in the course of the solar cycle. But these changes must satisfy the principle of conservation of angular momentum. In case of a rotation with variable angular velocity this can be satisfied only with a simultaneous change in the velocity of meridional currents. It must be noted, however, that the change of the angular velocity of rotation is also very small, so that the change in meridional currents may be considered as a second order quantity, and hence negligible.

The differential equation of the periodical variation of angular velocity is given by (14). The equation is analogous to the Fourier-equation of heat-conduction and must be solved accordingly, too.² Let us write $f = R_l(r) P_l^{(1)}(\vartheta)$ in (14), $P_l^{(1)}$ being the Legendre's associated functions of the first kind and of the l -th order. We then obtain the following differential equation for R_l :

$$\Delta_r R_l - \left(\frac{l(l+1)}{r^2} + i\Omega \frac{\varrho}{A} \right) R_l = 0. \quad (18)$$

After the substitution

$$R_l = \frac{a_l}{r} Q_l^{(1)} e^{\lambda r} - \frac{b_0}{r} Q_l^{(2)} e^{-\lambda r} \quad (19)$$

¹ Op. cit., p. 51 and p. 170.

² See *Joos*: *Lehrbuch der theoretischen Physik*, p. 450, or *Lamb*: *Hydrodynamics*, 1906, p. 558.

we get for $Q_l^{(1)}$ and $Q_l^{(2)}$ the following differential equations

$$\frac{d^2 Q_l^{(1)}}{dr^2} - 2\lambda \frac{dQ_l^{(1)}}{dr} - \frac{l(l+1)}{r^2} Q_l^{(1)} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{d^2 Q_l^{(2)}}{dr^2} + 2\lambda \frac{dQ_l^{(2)}}{dr} - \frac{l(l+1)}{r^2} Q_l^{(2)} = 0 \quad (21)$$

where $\lambda^2 = i\Omega \frac{\rho}{A}$, from which $\lambda = a - i\alpha$, and $\alpha = \sqrt{\frac{\Omega}{2} \frac{\rho}{A}}$ (22)

(α and λ are not the same as the constants used in (10) and (15)).

With the help of the substitutions

$$Q_l^{(1)} = \sum_v \alpha_{lv} (\lambda r)^{v-l} \text{ and } Q_l^{(2)} = \sum_v b_{lv} (\lambda r)^{v-l}$$

the solutions of (20) and (21) may be expressed in terms of finite polynomials; let us take $\lambda r = z$, then the solutions of (20) and (21) will be:

$$\begin{aligned} Q_1^{(1)} &= \frac{a_{10}}{z} (1-z) & Q_1^{(2)} &= \frac{b_{10}}{z} (1+z) \\ Q_2^{(1)} &= \frac{a_{20}}{z^2} (1-z + \frac{1}{3} z^2) & Q_2^{(2)} &= \frac{b_{20}}{z^2} (1+z + \frac{1}{3} z^2) \\ Q_3^{(1)} &= \frac{a_{30}}{z^3} (1-z + \frac{2}{5} z^2 - \frac{1}{15} z^3) & Q_3^{(2)} &= \frac{b_{30}}{z^3} (1+z + \frac{2}{5} z^2 + \frac{1}{15} z^3). \end{aligned}$$

Let us split these into real and imaginary parts, introducing the following symbols:

$$Q_l^{(1)} = \Re_l^{(1)} + i \Im_l^{(1)}, \quad Q_l^{(2)} = \Re_l^{(2)} + i \Im_l^{(2)}, \quad z = ar - iar$$

and writing these into (19); we have for R_l , split into real and imaginary parts,

$$rR_l = A(r) \cos(\Omega t - h) + i A(r) \sin(\Omega t - h') \quad (23)$$

where

$$A^2(r) = B(r) [\cos(2ar + \gamma) + \cos(2ar + \gamma')]$$

$$B^2(r) = 4 [(\Re_l^{(1)})^2 + (\Im_l^{(1)})^2] [(\Re_l^{(2)})^2 + (\Im_l^{(2)})^2]$$

$$\text{tg } \gamma = \frac{(\Re_l^{(2)})^2 + (\Im_l^{(1)})^2 - (\Re_l^{(1)})^2 - (\Im_l^{(2)})^2}{(\Re_l^{(1)})^2 + (\Im_l^{(1)})^2 + (\Re_l^{(2)})^2 + (\Im_l^{(2)})^2}$$

$$\text{tg } \gamma' = \frac{\Re_l^{(2)} \Im_l^{(1)} - \Re_l^{(1)} \Im_l^{(2)}}{\Re_l^{(1)} \Re_l^{(2)} + \Im_l^{(1)} \Im_l^{(2)}}.$$

For h and h' we find similarly complicated expressions.

The periodical changes of the convective layer are given by the real or the pure imaginary part of (23) :

$$\operatorname{Re} f(r, \vartheta) e^{i \Omega t} = \frac{A(r)}{r} \cos (\Omega t + h) P_l^{(1)}.$$

$A(r)$ and h contain three parameters, a_{lo} , b_{lo} and α ; to determine these we must know the phenomena taking place on the inner boundary surface of the convective layer. But to determine the period, it is sufficient to know α . (It is easy to understand however that α is strongly dependent on the boundary conditions imposed on (23).) These boundary conditions may be determined from phenomena taking place on the inner boundary surface of convective layer, such as change of velocity, etc.) In the following we shall assume that the amplitude of the change is constant within the whole convective layer.

4. **Discussion.** Let us examine (12) in the case of $l = 1$ and $l = 3$. (The periodical changes must be symmetrical to the equator, and this is only fulfilled if $l \neq 2, 4, \dots$.)

a) $l = 1$, $P_1^{(1)} = \sin \vartheta$. The distribution of velocity by (12) (17) and (23) is.¹

$$v_\varphi = v_0(r, \vartheta) + r \sin \vartheta \frac{A(r)}{r^2} \cos (\Omega t + h)$$

where

$$A^2(r) = B(r) [\mathfrak{C}\mathfrak{v}(2\alpha r + \gamma) + \cos(2\alpha r + \gamma')]$$

$$B^2(r) = \left(\frac{1}{4\alpha r}\right)^2 + \frac{1}{4}, \quad \mathfrak{Tg} \gamma = \frac{2\alpha r}{1 + 2\alpha^2 r^2}, \quad \mathfrak{Tg} \gamma' = \frac{2\alpha r}{1 - 2\alpha^2 r^2}.$$

In this case the change of angular velocity depends only on $\sin \vartheta$, which means that it is zero at the poles and reaches its maximum value at the equator. According to *Halm's* investigations the distribution is the very contrary, a decision whether this distribution is physically possible, or not, may be only reached by the examination of the principle of conservation of angular momentum. Some difficulties seem to arise also in determining α . The boundary condition imposed on $f(r, \vartheta)$ cannot be satisfied but in the case where $\alpha = 0$. We imposed this boundary condition on the principle that the change should be the smallest possible.

b) $l = 3$. The change of velocity-distribution takes the form :

$$\omega_0 r_\odot \sin \vartheta \left[1 + \frac{3}{2} c \cos (\Omega t + h) - \left(\kappa + \frac{15}{2} c \right) \cos (\Omega t + h) \cos^2 \vartheta \right].$$

where

$$\kappa = \frac{b}{a} \quad \text{and} \quad c = A(r_\odot)/r_\odot^2.$$

At the poles the change is five times greater than at the equator. Functions introduced for the calculations of $A(r)$ and the other functions are :

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}_3^{(1)} &= \frac{a_{30}}{x^3} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{5} x^2 - \frac{1}{15} x^3 \right) & \mathfrak{J}_3^{(1)} &= -\frac{a_{30}}{x^2} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2} x - \frac{1}{5} x^2 \right) \\ \mathfrak{R}_3^{(2)} &= -\frac{b_{30}}{x^3} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{5} x^2 - \frac{1}{15} x^3 \right) & \mathfrak{J}_3^{(2)} &= -\frac{b_{30}}{x^3} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{2} x + \frac{1}{5} x^2 \right)\end{aligned}$$

From this the zero-value of the differential-quotient of $R(r)$ is $2ar = 0,9366$. The a must be chosen in such a manner that the velocity-oscillation on the inner boundary surface of the convective layer should be zero.

5. Comparison with observations. According to spectroscopic observations during the activity cycle 1901—1913, the values of the coefficients a and b in Faye's interpolation formula for the angular velocity of the reversing layer are tabulated below :

year	a	b	Literature
1899,5	1,98	0,57	A. N. 173, 272
1900,5	2,11	0,40	«
1901,5	2,09	0,79	«
1901,7	2,06	0,70	«
1902,5	1,979	0,560	«
1903,5	2,036	0,251	«
1904,5	2,075	0,271	«
1905,5	2,093	0,245	«
1906,3	2,010	0,294	«
1907,0	2,055	0,48	Ap. J. 42, 373
1908,4	2,05	0,55	«
1909,5	2,08	0,45	«
1911,5	2,012	0,528	«
1912,5	2,012	0,541	«
1913,5	1,988	0,489	«

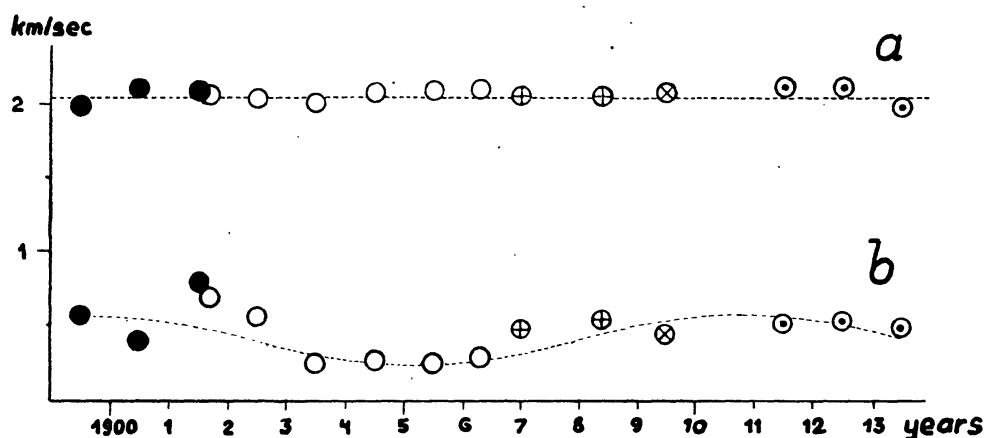
Taking a , the angular velocity on the equator, constant and evaluating b graphically from fig. 1. we get for the change of the velocity the formula :

$$v_{\varphi} = \sin \vartheta (2,040 - (0,41 + 0,16 \cos (\Omega t + \beta)) \cos^2 \vartheta).$$

In later spectroscopic observations the question of the connection between solar activity and angular velocity as depending upon

latitude has been, unfortunately, omitted. The observations of 1914 were only concentrated on the equatorial area.

It may be noted, that according to (25) the angular velocity along the equator changes periodically and with a very small amplitude (five times smaller than at the poles). It was *Halm* who in his work mentioned above inferred such effects. To make clear this problem the next two cycles had been observed at Mount Wilson and in Edinburg.¹ These series of observations of completely homogeneous character, but extended only over the equator, show no effect of this kind, not even statistically. Notwithstanding we have no reason to doubt the correctness of the theory because of this contradiction. The reason of the difference may be sought in the fact that A/ϱ is also dependent on ϑ , because part of the latter originates from mechanical (rotationary) processes.



6. The period of the change of angular velocity and the solar cycle. According to (22) the period of the change of angular velocity is

$$\Omega = 2\alpha^2 \frac{A}{\varrho}.$$

As a result of the boundary condition imposed under 4. we get

$$\alpha r_1 = 0,9366$$

where r_1 is the distance of the convective layer from the solar centre. But the depth of the convective layer is not more than 700 km, 1/1000 part of the sun's radius, thus instead of r_1 we may take the radius of the sun $r_\odot = 6,951 \cdot 10^{10}$ cm and so

$$\alpha = 1,3474 \cdot 10^{-11} \quad (\text{cgs}).$$

Values deduced for A/ϱ in 2. and 3. :

¹ J. Storey, M. N. 92. 737.

1. $A/\varrho = 0,62 \cdot 10^{13}$ from the observations of granules (P. ten Bruggencate and W. Grottrian)
2. $A/\varrho = 0,76 \cdot 10^{13}$ from the change of the angular velocity with atmospherical height in the equator.
3. $A/\varrho = 3,63 \cdot 10^{13}$ taking mixing length equal to the mean distance of granules
4. $A/\varrho = 4,898 \cdot 10^{13}$ from large-scale meridional currents.

With the help of these the period of the change of angular velocity will be ($T = 2\pi/\Omega$):

1. $T = 92,80$ years
2. $T = 75,70$ «
3. $T = 15,85$ «
4. $T = 11,74$ «

The period of solar activity is 11,1 years which corresponds fairly well to the period received from the exchange value calculated indirectly from large-scale meridional currents.

In addition to the above considerations we shall examine how the uncertainty of the value of α influences the period. If the zero-value of the amplitude is not on the inner boundary surface of the convective layer but in the deeper strata of the sun, the corresponding values of the period and of α will be the ones given in the following table (d , the zero-place of the amplitude is at a distance of the 1/1000, 1/100, 1/10, 2/10, 4/10 and 6/10th part of the sun's radius, from the surface):

d/r_{\odot}	1/1000	1/100	1/10	2/10	3/10	4/10
α	1,3488	1,3610	1,4971	1,6843	2,2457	4,3685
1.	88,26	86,67	71,63	56,60	31,84	14,15 years
2.	72,00	70,70	58,44	56,17	25,97	11,54 «
3.	15,08	14,80	12,24	9,67		«
4.	11,17	10,98	9,07			«

It is with sincere pleasure that I express my gratitude to Professor Svein *Rosseland*, who has read the manuscript, contributing to it invaluable criticism.

Konkoly Observatory,
Budapest, 1948 May.

A kiadásért felelős: Csada Imre Károly.
299. Stephaneum nyomda Budapest. Felelős: Ketskés János.

A KONKOLY
CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET
KÖZLEMÉNYEI
BUDAPEST-SZABADSÁGHEGY

CONTRIBUTIONS
FROM THE
KONKOLY OBSERVATORY

No. 20

The short period Cepheid RU Piscium

By *L. Dezső*

Reprinted from the MÚZEUMI FÜZETEK, Vol. III, pp. 231—242, 1945.

Az RU Piscium rövid periódusú Cephei csillag

Irta *Dezső Loránt*

(Az angol nyelvű dolgozat kivonata)

1936-tól 1942-ig bezárólag 759 fotográfiai-fotometriai megfigyelést végeztem az RU Piscium rövid periódusú δ Cephei típusú változó csillagra vonatkozólag. A felvételek a Budapest-Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet (1:14) 16 cm-es asztrográfiájával, míg a fényességmérések a Rosenberg-féle elektromikrofométerrel történtek. Az I. táblázat az összehasonlító csillagok, a II. táblázat a változó csillagra vonatkozó (magnitudokban megadott) mért fényességeket tartalmazza; a II. táblázat első oszlopában vannak Julian napokban megadva a Napra redukált greenwichi meridiánra vonatkozó észlelési idők. Megfigyeléseim célja a fotografikus fénygörbe meghatározása és annak az eldöntése volt, hogy változik-e a periódus vagy nem. A fotografikus fénygörbét az 1. és 2. ábrán adom meg. (Az 1. ábra pontjai az egyes észlelések eredményét tünteti fel, a fénygörbe feletti vízszintes vonalak mutatják, hogy a különböző észlelési napokon a fénygörbe milyen fázisban mennyi ideig állt megfigyelés alatt.) A fotografikus közép görbe szerint (2. ábra), amelynek a normál pontjaihoz tartozó és a minimumtól számított fázis-értékeit a III. táblázat tartalmazza, a csillag fotografikus minimális és maximális fényessége: $10^m,51$ ill. $9^m,83$; minimumtól maximumig szükséges idő 0,18 nap. A fényesség-változás periódusát illetően már első megfigyeléseim után valószínűnek látszott, hogy az nem állandó és az is, hogy a periódus változása lassú. Ezért a periódus-változás törvényszerűségének meghatározása, amihez felhasználtam DETRE régebbi vizuális fotometriai észleléseit is, csakis évekre kiterjedő rendszeres megfigyeléssel volt lehetséges. A periódus változására vonatkozó eredményemet az V. táblázatban ill. a 3. ábrán közlöm. A táblázat utolsó oszlopában adom meg, hogy a második oszlopban feltüntetett időpontban mekkora volt a periódus hossza, a harmadik oszlop azt a napokban kifejezett időintervallumot mutatja, amelybe eső észlelési adatokból lettek a periódusok számítva és amelyekben belül a számítás szempontjából a periódus állandónak volt tekinthető. Ezt az időintervallumot jelölik az ábrában az abszcissza tengellyel párhuzamos vonaldarabok, a táblázat hat értékét pontok tüntetik fel, míg a kihúzott görbe vonal és a dolgozat végén megadott formula a periódus valószínű változásának menetét mutatja. A fényesség-változás periódusa 0,3902 és 0,3906 napos határok között közel 3 éves periódussal maga is periódikusan változik. A IV. táblázatban van a periódus változásának tanulmányozására felhasznált 17 észlelt időpont, ezek a fotografikus fénygörbe felszálló ága $10^m,06$ pontjának megfelelő helyére vonatkoznak. A táblázat negyedik oszlopa a felszálló ágak észlelési pontosságára vonatkozó súlyokat, az ötödik pedig a 2429290,8 Julian nap óta eltelt periódusok számát adja meg.

Csillagvizsgáló Intézet, Budapest-Szabadsághegy (Svábhegy)
és

Kolozsvári Bolyai Tudományegyetem Csillagászati Intézete

The short period Cepheid RU Piscium

By *L. Dezső*

1. The variability of $BD + 23^{\circ}159 = H 3666 = RU$ Piscium was discovered by LEAVITT.¹ ZESSEWITSCH² found from 220 estimates that the variation is of the RR Lyrae type, the period being 0,3898 day. A visual light curve of this variable based on 472 observations made with a wedge photometer has been published by DETRE.³ The classification adopted by him was the Bailey's RRb-type and the period the constant value of 0,390398 day.

RU Piscium has an A_3 spectrum⁴ and the normal radial velocity⁵ -115 km/sec.

2. I have made my photographic observations with the 16 cm. (1:14) astrograph of the Budapest-Svábhegy Observatory. The plates were exposed 3 minutes in the focal plane. A series of sets of images were photographed on a plate by moving it in declination. Eastman 40 plates were used through the entire series of observations. The photometric measures were secured by means a Rosenberg electromicrophotometer. Distance correction, and correction concerning atmospheric extinction were not introduced. The positions of the stars as to the optical axe always remained the same.

The magnitudes of the comparison stars are given in TABLE I; they were determined on three plates from the North Polar Sequence. At the exposure of these three plates the differences between the zenith distance of the pole and the zenith distance of the variable were about 16° — 17° .

4 or 5 comparison stars were used at each single magnitude determination.

TABLE I.
Comparison Stars

	Star	mpg
a	$BD + 24^{\circ} 190$	8,99
b	$BD + 24^{\circ} 191$	9,88
c	$BD + 23^{\circ} 157$	10,10
d	$BD + 23^{\circ} 163$	10,36
e	$BD + 24^{\circ} 192$	10,62

¹ Harv. Bull. 790, 1923.

² A. N. 223, 154, 1924.

³ A. N. 251, 28—32, 1934 (Nr. 6002).

⁴ CANNON, Harv. Bull. 897, 1934.

⁵ JOY, Publ. A. S. P. 50, 303, 1938 (Nr. 297).

TABLE II.

The Observations

J. D.	m	J. D.	m	J. D.	m
2428426,598	10,01	2428432,500	9,96	2428433,457	10,36
,600	9,95	,502	9,76	,459	10,44
,602	9,93	,505	9,85	,461	10,40
,604	9,97	,507	9,88	,463	10,31
,606	10,01	,509	9,98	,465	10,39
,608	9,95	,511	9,85	,467	10,49
,610	9,98	,513	9,85	,469	10,54
,612	10,02	,515	9,79	,471	10,32
,614	9,94	,517	9,74	,473	10,30
,617	9,92	,519	9,78	,475	10,34
,619	10,05	,521	9,77	,478	10,39
,621	10,06	,523	9,84	,480	10,40
,623	9,99	,525	9,77	,482	10,38
,625	10,04	,527	9,90	,485	10,24
,627	9,92	,530	9,80	,487	10,40
,629	9,92	,532	9,68	,489	10,25
,631	9,93	,534	9,85	,491	10,24
,633	9,88	,540	9,88	,494	10,48
,636	9,99	,542	9,84	,496	10,44
				,498	10,41
2428430,570	9,93	2428433,371	10,05	,500	10,36
,572	9,95	,373	10,11	,505	10,54
,574	9,88	,375	9,76	,507	10,43
,576	9,86	,377	9,90	,509	10,46
,578	9,88	,379	10,09	,511	10,33
,580	10,01	,381	9,95	,513	10,58
,582	10,00	,383	9,80	,515	10,51
,584	9,88	,385	10,02	,517	10,43
,586	9,98	,387	9,79	,519	10,42
,588	9,99	,389	9,91	,521	10,34
,591	9,97	,391	9,94	,523	10,48
,593	9,99	,394	9,95	,525	10,52
,595	10,00	,396	9,94	,528	10,36
,597	10,00	,398	10,11	,530	10,33
,599	9,97	,400	10,06	,534	10,40
,602	9,81	,402	9,79	,536	10,60
,604	9,96	,404	10,07	,545	10,31
,606	9,79	,406	9,84	,547	10,24
,608	9,92	,408	9,84	,560	10,18
,610	9,93	,410	9,87	,562	10,50
,612	9,99	,412	9,93	,564	10,46
,614	9,95	,415	9,91	,566	10,40
,616	9,92	,416	10,13	,569	10,36
,618	9,97	,423	10,07	,571	10,36
,620	10,02	,425	9,97	,577	10,20
,623	10,08	,429	10,06	,579	10,12
,625	10,06	,431	10,11	,581	10,00
,627	10,00	,433	10,16	,585	10,17
,629	10,03	,437	10,23	,587	10,14
,632	10,09	,439	10,20	,589	10,36
,634	9,98	,441	9,98	,591	10,28
,636	10,06	,444	10,01	,594	10,16
		,446	10,05	,596	10,27
2428432,494	9,85	,448	10,15	,598	10,08
,496	9,80	,450	10,10	,600	10,17
,498	9,88	,452	10,20	,604	10,08

J. D.	m	J. D.	m	J. D.	m
2428433,606	10,06	2428545,348	9,98	2429222,331	10,49
,608	9,99	,350	10,03	,333	10,35
,610	9,96	,352	9,98	,335	10,44
,614	10,05	,355	9,88	,337	10,43
,616	9,80	,357	9,96	,339	10,48
,619	10,08	,361	9,90	,341	10,37
		,364	9,85	,343	10,41
2428545,214	10,41	,370	9,82	,345	10,38
,216	10,41	,373	9,91	,347	10,42
,218	10,37	,375	9,84	,349	10,40
,220	10,36	,377	9,83	,351	10,50
,222	10,35	,380	9,89	,354	10,57
,236	10,51	,382	9,96	,356	10,42
,239	10,51	,384	9,78	,358	10,62
,241	10,40	,386	9,83	,360	10,48
,243	10,49	,388	9,97	,362	10,53
,245	10,45	,390	9,92	,364	10,47
,247	10,44	,392	9,83	,366	10,34
,249	10,37	,394	9,77	,368	10,49
,251	10,39	,396	9,93	,371	10,44
,254	10,41			,374	10,44
,255	10,51	2429222,238	10,06	,376	10,45
,257	10,36	,240	10,01	,378	10,60
,259	10,47	,242	10,17	,380	10,47
,261	10,35	,244	10,01	,400	10,45
,264	10,45	,246	10,07	,402	10,45
,266	10,35	,248	10,21	,404	10,37
,268	10,30	,250	10,16	,406	10,38
,270	10,33	,252	10,06	,408	10,49
,272	10,36	,254	10,07	,410	10,41
,274	10,33	,256	10,10	,413	10,43
,276	10,40	,258	10,01	,415	10,33
,278	10,25	,260	10,15	,417	10,36
,280	10,31	,262	10,21	,419	10,31
,282	10,30	,264	10,10	,421	10,35
,284	10,28	,266	10,27	,423	10,35
,290	10,29	,268	10,20	,425	10,46
,293	10,21	,270	10,21	,427	10,37
,295	10,20	,272	10,14	,430	10,29
,299	10,16	,274	10,22	,432	10,36
,303	10,06	,276	10,36	,434	10,27
,305	10,11	,279	10,17	,437	10,28
,307	10,05	,281	10,16		
,309	9,92	,282	10,35	2429226,346	10,04
,311	10,08	,284	10,41	,348	10,10
,314	10,08	,285	10,20	,350	10,08
,316	9,90	,290	10,20	,353	10,10
,318	10,05	,292	10,31	,355	10,08
,320	9,98	,294	10,34	,356	10,05
,322	10,00	,299	10,29	,359	10,10
,324	9,84	,310	10,32	,361	9,91
,326	10,00	,312	10,33	,364	9,99
,328	10,06	,314	10,33	,366	9,90
,331	9,98	,316	10,29	,368	9,88
,333	10,05	,318	10,44	,370	9,96
,335	9,95	,320	10,36	,372	10,03
,337	9,91	,322	10,55	,374	10,06
,339	10,05	,324	10,47	,376	9,98
,341	10,05	,326	10,41	,378	10,00
,346	10,04	,329	10,42	,380	9,97

J. D.	m	J. D.	m	J. D.	m
2429226,382	9,97	2429274,231	10,36	2429274,369	10,05
,385	9,92	,233	10,38	,371	9,98
,387	9,92	,235	10,48	,373	10,00
,389	9,94	,238	10,54	,375	9,90
,392	10,08	,240	10,62	,377	9,94
,394	9,88	,242	10,38	,379	9,96
,396	9,77	,244	10,46	,387	9,93
,398	9,94	,246	10,36	,390	9,90
,400	9,84	,248	10,43	,392	9,88
,402	9,96	,250	10,49	,394	9,96
,404	9,93	,252	10,47	,396	9,91
,406	9,80	,254	10,40	,398	9,88
,408	9,80	,256	10,46	,400	9,96
,410	9,83	,258	10,52	,402	9,85
,412	9,88	,260	10,48	,404	9,92
,414	9,83	,263	10,49	,406	9,92
,420	9,81	,265	10,43	,408	9,80
,422	9,80	,267	10,66	,410	9,83
,425	9,91	,269	10,53	,412	9,98
,427	9,79	,271	10,40	,415	9,91
,431	9,94	,273	10,30	,419	9,86
,433	9,93	,275	10,56	,421	9,85
,435	9,83	,277	10,52	,423	9,88
,437	9,94	,285	10,45	,427	9,86
,439	9,77	,287	10,46	,429	9,88
,442	9,80	,290	10,54		
,444	9,74	,292	10,47	2429276,203	10,53
,446	9,75	,294	10,53	,205	10,62
,448	9,84	,296	10,59	,207	10,45
,450	9,87	,298	10,59	,209	10,65
,452	9,84	,300	10,34	,211	10,56
,454	9,80	,302	10,52	,213	10,56
		,304	10,57	,216	10,70
2429227,266	9,82	,306	10,53	,219	10,60
,268	9,73	,308	10,57	,222	10,60
,270	9,86	,310	10,38	,224	10,45
,272	9,71	,312	10,47	,226	10,55
,274	9,78	,315	10,36	,228	10,48
,276	9,84	,317	10,60	,230	10,61
,280	9,88	,319	10,49	,232	10,43
,282	9,80	,321	10,38	,234	10,59
,284	9,90	,323	10,36	,237	10,63
,289	9,94	,325	10,53	,238	10,59
,291	9,90	,327	10,28	,241	10,56
,293	9,81	,329	10,29	,243	10,52
,295	9,86	,331	10,36	,245	10,64
,297	9,84	,340	10,22	,247	10,35
,299	9,95	,342	10,12	,252	10,46
,301	9,99	,344	10,11	,254	10,55
,303	9,99	,346	10,07	,256	10,41
,305	9,98	,348	10,10	,258	10,48
,307	10,08	,350	10,20	,261	10,40
,312	10,02	,352	10,10	,263	10,40
,314	9,99	,354	10,06	,265	10,55
,316	10,19	,356	10,08		
,318	10,12	,358	10,07	2429301,264	10,20
,320	10,15	,360	10,01	,266	10,08
,322	10,09	,362	10,09	,269	10,11
,324	10,10	,365	9,99	,271	10,23
,326	10,06	,367	10,03	,273	10,06

J. D.	m	J. D.	m	J. D.	m
2429301,275	10,14	2429497,569	10,35	2429553,556	10,28
,277	10,08	,571	10,31	,558	10,36
,279	9,98	,573	10,40	,560	10,24
,281	10,06	,575	10,29		
,283	10,01	,578	10,33	2429576,573	10,60
,286	10,18	,580	10,47	,575	10,57
,288	10,20	,582	10,47	,582	10,50
,293	10,07	,584	10,49	,584	10,49
,295	10,05	,586	10,50	,586	10,42
,297	10,00	,588	10,56	,588	10,61
,299	10,00	,591	10,58	,591	10,40
,303	9,96	,597	10,42	,601	10,36
,305	9,88	,599	10,45	,604	10,35
,307	9,95	,601	10,54	,607	10,33
,309	9,93	,605	10,60	,609	10,27
,312	10,01			,611	10,29
,321	10,04	2429530,450	10,62	,613	10,34
,323	9,94	,452	10,55	,618	10,36
,325	10,00	,454	10,58	,622	10,28
,328	9,98	,456	10,59	,624	10,10
,331	9,99	,459	10,47	,626	10,27
		,461	10,56	,629	10,03
2429310,228	10,42	,465	10,38	,631	10,07
,230	10,19	,467	10,46	,633	10,15
,233	10,24	,469	10,35	,635	10,10
,235	10,36	,471	10,41	,637	10,07
,238	10,28	,473	10,44	,639	10,19
,240	10,18	,475	10,42		
,242	10,25	,478	10,48		
,246	10,17	,480	10,40	2429584,430	10,23
,248	10,17	,485	10,40	,432	10,13
,252	10,16	,487	10,26	,434	10,10
,262	10,04	,489	10,38	,436	10,15
,264	9,98	,491	10,42	,438	10,00
,267	10,06	,493	10,45	,441	10,06
,269	9,98	,495	10,16	,443	10,04
,271	9,96	,497	10,27	,445	10,04
,273	10,01	,499	10,24	,447	9,98
,275	9,92	,501	10,32	,451	9,90
,277	9,97	,505	10,20	,453	9,84
		,508	10,13	,455	9,76
2429497,526	10,30	,510	10,20	,457	9,82
,528	10,23	,513	10,31	,460	9,85
,530	10,34	,515	10,07	,464	10,03
,532	10,24	,517	10,16	,470	9,83
,535	10,36	,519	10,18		
,537	10,14	,521	10,28		
,539	10,21	,524	10,15	2429984,349	9,93
,541	10,26	,528	10,17	,353	9,97
,543	10,20	,530	10,17	,356	9,99
,545	10,26	,532	10,20	,361	10,03
,547	10,12	,534	9,98	,366	10,03
,549	10,28			,370	10,05
,551	10,34	2429553,539	10,50	,374	10,04
,553	10,36	,541	10,36	,378	10,03
,555	10,35	,543	10,31	,382	10,09
,557	10,26	,545	10,40	,386	10,12
,559	10,49	,549	10,40	,391	10,09
,562	10,51	,551	10,36	,395	10,11
,566	10,36	,553	10,18	,400	10,12

J. D.	m	J. D.	m	J. D.	m
2430053,237	10,23	2430053,287	10,00	2430328,300	10,56
,239	10,13	,289	9,99	,304	10,46
,241	10,20	,291	10,07	,309	10,28
,243	10,10			,313	10,34
,245	10,07			,317	10,36
,247	10,07			,322	10,32
,249	10,06	2430325,479	10,24	,326	10,34
,251	10,05	,481	10,25	,330	10,20
,253	10,15	,483	10,23	,334	10,22
,255	10,15	,485	10,20	,338	10,16
,257	10,07	,487	10,15	,343	10,06
,260	10,04	,490	10,30	,347	10,14
,262	10,10	,492	10,34	,351	9,98
,264	10,21	,496	10,35	,361	10,02
,266	10,15	,498	10,26	,366	9,99
,268	10,00	,530	10,36	,370	9,98
,270	10,07	,533	10,38	,375	9,92
,272	10,01	,535	10,33	,378	9,99
,275	10,04	,537	10,36	,382	10,00
,277	10,07	,539	10,38	,386	9,98
,279	10,02	,543	10,36	,391	9,94
,281	9,95	,545	10,40	,395	9,99
,283	9,96	,547	10,33	,399	9,94
,285	9,94	,549	10,40	,403	9,94

TABLE III.

Normal points

p = phase, d = fraction of the day, (zero point at minimum,) m = photographic magnitudes, means of ten observations

p	d	m	p	d	m	p	d	m
0,000	0,000	10,52	0,228	0,089	10,12	0,567	0,221	9,90
0,010	0,004	10,46	0,233	0,091	10,09	0,595	0,232	9,89
0,018	0,007	10,45	0,241	0,094	10,09	0,626	0,244	9,95
0,031	0,012	10,44	0,249	0,097	10,06	0,646	0,252	9,96
0,041	0,016	10,45	0,259	0,101	10,02	0,667	0,260	10,00
0,051	0,020	10,47	0,264	0,103	9,98	0,687	0,268	10,01
0,067	0,026	10,45	0,272	0,106	9,99	0,703	0,274	9,95
0,074	0,029	10,48	0,279	0,109	9,95	0,715	0,279	10,13
0,087	0,034	10,46	0,287	0,112	9,97	0,728	0,284	10,10
0,100	0,039	10,44	0,292	0,114	9,95	0,744	0,290	10,08
0,105	0,041	10,44	0,308	0,120	10,00	0,761	0,297	10,09
0,113	0,044	10,40	0,318	0,124	9,97	0,777	0,303	10,24
0,120	0,047	10,43	0,328	0,128	9,96	0,797	0,311	10,25
0,128	0,050	10,41	0,338	0,132	9,94	0,818	0,319	10,28
0,138	0,054	10,31	0,349	0,136	9,95	0,836	0,326	10,23
0,149	0,058	10,34	0,359	0,140	9,93	0,861	0,336	10,38
0,156	0,061	10,33	0,371	0,145	9,90	0,885	0,345	10,35
0,164	0,064	10,32	0,387	0,151	9,93	0,900	0,351	10,42
0,172	0,067	10,29	0,405	0,158	9,87	0,913	0,356	10,36
0,182	0,071	10,25	0,418	0,163	9,88	0,928	0,362	10,44
0,187	0,073	10,19	0,433	0,169	9,84	0,946	0,369	10,38
0,195	0,076	10,15	0,451	0,176	9,85	0,961	0,375	10,43
0,205	0,080	10,16	0,472	0,184	9,82	0,977	0,381	10,50
0,213	0,083	10,14	0,492	0,192	9,86	0,987	0,385	10,51
0,220	0,086	10,14	0,523	0,204	9,93			



FIGURE 1. *Photographic light curve of RU Piscium.*

826 photographs were taken on RU Piscium. From about 8% of these available result could not be taken. Some images could not be measured at all partly because of uncertain stellar images caused principally by defect of the emulsion and partly because the observations had to be stopped on account of claudy weather. Some other measurements had to be left out because it was difficult to draw a well defined characteristic curve (density vs. magnitude curve). Thus remain 759 observations as available, which are tabulated in TABLE II. The times of the observations (Heliocentric Greenwich Mean Time) are given in Julian Days.

With my observations I aimed to publish the photographic light curve and to determine whether the period is constant or whether there is some change in the period.

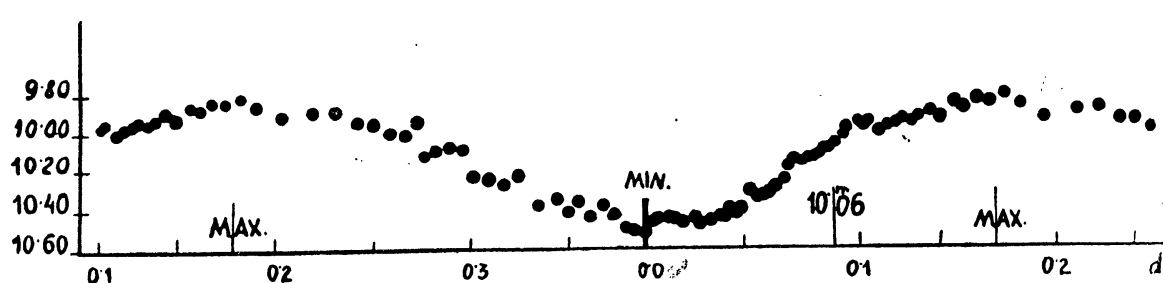


FIGURE 2. *The mean photographic light curve of RU Piscium.*
Every dot represents means of ten observations.

3. Determining the photographic light curve I have been using 740 of my observations. In FIGURE 1. all these observations are drawn in the right phase and containing the photographic light curve. The final mean photographic light curve (FIGURE 2.) has been derived from the single observations, grouped into means of ten observations in order of phase. The normal points obtained in this way are contained in TABLE III. The light curve is not typical of the Cepheids type. From the mean photographic light curve we find the photographic brightness in maximum $9^m.83$, in minimum $10^m.51$, the photographic amplitude $0^m.68$, and the time from minimum to maximum 0.18 . The minimum was difficult to define. Therefore the location of the minimum is subject to some error, much more than that of the maximum. As seen from the light curve the rise is steeper than the fall in brightness, and the maximum is broader than the minimum. The three numerical parameter (for their definition see PAYNE and GAPOSCHKIN, *Variable Stars*) to describe the light curve are $a/b = 0.83$, $c/d = 1.5$, $e/f = 1.3$. I should like to remark that it seems to me that there are some changes in the shape of the light curve.

TABLE IV.

The Observational Material for the determination of the period change

	Date	J. D.	W	E
I	1931 Sept. 29	2426614,404	9	— 6856
	Oct. 1	6616,375	10	— 6851
	Oct. 19	6634,339	2	— 6805
II	1932 Sept. 19	6970,450	4	— 5944
	Oct. 22	7003,251	7	— 5860
	1933 Aug. 31	7316,350	9	— 5058
III	1936 Sept. 22	8433,604	8	— 2196
	1937 Jan. 11	8545,312	9	— 1910
IV	1938 Nov. 23	9226,356	9	— 165
	1939 Jan. 10	9274,358	10	— 42
	Febr. 6	9301,284	8	+ 27
	Febr. 15	9310,261	10	+ 50
V	Sept. 24	9530,535	2	+ 614
	Nov. 9	9576,637	4	+ 732
	Nov. 16	9584,440	9	+ 752
VI	1941 Febr. 27	2430053,267	10	+ 1953
	1942 Nov. 29	0328,351	8	+ 2658

TABLE V.

The Change of the Period

	J. D.	Δ _d	P _d
I	2426624	20	0,39056
II	2427138	336	0,39040
III	2428489	112	0,39059
IV	2429288	83	0,39025
V	2429540	87	0,39056
VI	2430190	275	0,39019

4. At the beginning of my observations I soon observed that there was a change in the period. But the real character of the period change could be made clear only after observations in a course of several years. In determining the change of the period I have been using, besides my own observations⁶ also the early observations of DETRE.⁷

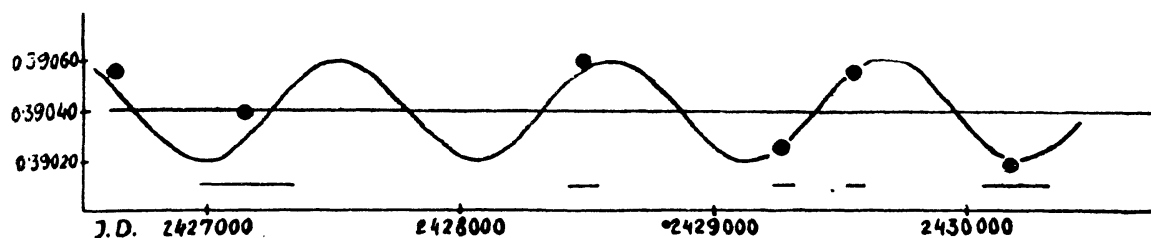
Because an accurate determination of the individual maximum epoch seemed the difficulty to me I used for the determination of the period change the epochs of the 10,06 photographic magnitude, on the rise of the light curve. From an inspection of the mean photographic light curve is seen that the epoch of the 10^m,06 deviate from the following maximum epoch by 0^d,086. This 10^m,06 place of the photographic light curve corresponds to the 10^m,22 point of DETRE's visual light curve. The observed epochs available for the study of the period change are in TABLE IV. There are 17 observed epochs between 1931—1942, the first 6 are DETRE's visual observations. These 17 epochs are not distributed well enough, so that their numeration (E) is not easy. There are six intervals of time (Δ in TABLE V and horizontal lines in FIGURE 3,) in every one of which the observations could be represented by linear elements. The different calculated periods are contained in TABLE V and indicated by the dots in FIGURE 3. (Calculating the fifth [V] period I had also to take into account the observed decline part of the light curve on J. D. 2429497). The fourth (IV.) group of observations gave the best result, wherefrom I calculated the epochs of a normal maximum = J. D. 2429290,8340. The numeration of the epochs in TABLE IV are counted from this normal maximum. The differences between the observations and the calculations, at the fourth (IV.) group of observations, concerning the epochs of the 10,06 magnitude are tabulated in TABLE VI.

TABLE VI.

	J. D.	O.—C.
	^d	^d
IV.	2429226,356	0,000
	9274,358	+ 0,001
	9301,284	— 0,001
	9310,261	0,000

⁶ Unfortunately war time hindered me in making more observations.

⁷ Loc. cit.

FIGURE 3. *The Period Change of RU Piscium.*

The probable approximative change of the period can be represented by a sine line, as is to be seen from FIGURE 3., the period of the period change being 1080^d. In first approximation we can calculate the actual period at any time by the formula:

$$P = 0^{\text{d}},39040 + 0^{\text{d}},0002 \sin \frac{2\pi}{1080} (t - 2429410),$$

where the time (t) should be expressed in Julian Days.

*

I am indebted to Dr. L. DETRE for suggesting the observations, and I also wish to thank Dr. I. CSADA for some reductions.

Observatory (of the Pázmány University),
BUDAPEST-Szabadsághegy (Svábhegy)
and
Astronomical Inst. of the Bolyai University,
CLUJ-KOLOZSVÁR.

Felelős kiadó : Dr. Dezső Loránt

Minerva rt. Cluj-Kolozsvár. 8780. No. 99. Fsoc. jud. Cluj. Felelős vez.: Kiss Márton igazgató

MITTEILUNGEN
DER
KONKOLY STERNWARTE

ИЗВЕСТИЯ
АСТРОНОМИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ИМ. КОНКОЛЯ

BUDAPEST-SZABADSÁGHEGY

Nr. 21.

JULIA BALÁZS UND L. DETRE

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE PERIODEN UND
LICHTKURVENÄNDERUNGEN VON KURZPERIODISCHEN
 δ CEPHEI-STERNNEN V.
RR LEONIS

BUDAPEST, 1949

TUDOMÁNYOS KÖNYVKIADÓ N. V.

VIZSGÁLATOK RÖVIDPERIÓDUSÚ δ CEPHEI-CSILLAGOK PERIÓDUS- ÉS FÉNYGÖRBEVÁLTOZÁSAIRÓL. V. RR LEONIS

(Összefoglalás.)

A Konkoly Csillagvizsgáló Intézet 16 cm-es asztrográfján az 1936—49. években 550 felvételt készítettünk a csillag periodusában mutatózó változások tanulmányozására. Eredményeink szerint a csillag periodusa 1936 és 1949 között egyenletesen nőtt $0^d.458 \times 10^{-9}$ -cel periodusonként. Ez az érték lényegesen nagyobb, mint amekkorát *Oosterhoff* és *Kooreman* kapott régebbi leideni megfigyelések alapján.

Az összes rendelkezésre álló megfigyelési anyag (1910—1949) feldolgozásából azt az eredményt kaptuk, hogy a periodus ugyan állandóan nő, de szakaszosan hol gyorsabban, hol lassabban. A periodus változására a következő formulát kaptuk:

$$P = 0^d.45238142 + 0^d.360 \times 10^{-9} E - 0^d.7 \times 10^{-6} \cdot \cos 0^{\circ}.0134 (E + 6500)$$

ahol E a 2430440 julián-naptól van számítva. Ezzel az összes eddigi megfigyeléseket tökéletesen elő tudjuk állítani.

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE PERIODEN- UND LICHT- KURVENÄNDERUNGEN VON KURZPERIODISCHEN § CEPHEI-STERNE. V. RR LEONIS

Zur Untersuchung der Periodenänderung von RR Leonis wurden in den Jahren 1936—49 am 16 cm-Astrographen der Konkoly Sternwarte 550 Aufnahmen erhalten. Es ergab sich eine gleichmässige Zunahme der Periode in diesem Zeitintervall um $0^d.458 \times 10^{-9}$ pro Epoche. Nach der Analyse sämtlicher bis jetzt veröffentlichten Beobachtungen hat die Periode seit 1910 ständig zugenommen und ist von $0^d.452371$ bis Ende 1949 auf $0^d.452384$ angewachsen. Die Zunahme der Periode ist nicht linear mit der Zeit, sondern langperiodisch veränderlich. Es gelang eine sehr befriedigende Darstellung aller Beobachtungen durch die Formel:

$$t = 2430440.3395 + 0.45238142 \cdot E + 0^d.180 \times 10^{-9} E^2 - 0^d.003 \cdot \sin 0^{\circ}.0134 (E + 6500).$$

1. Die Veränderlichkeit der Periode von RR Leonis, zuerst von *Nielsen* [8]* vermutet, ist definitiv von *Oosterhoff* [10, 20] bewiesen worden. *Oosterhoff* hat in seiner ersten Arbeit die Beobachtungen von *Luizet* [2, 3, 4, 5], *Jordan* (7) und seine eigenen photographischen Aufnahmen eingehend diskutiert. Um möglichst genaue Zeitangaben zu erhalten, benutzte er zur Bestimmung der Periode den sehr steilen aufsteigenden Ast der Lichtkurve. Für den Punkt des aufsteigenden Astes, welcher in Phase eine Viertelperiode der Stelle gleicher Helligkeit auf dem absteigenden Aste vorangeht ($-0^m.30$ in der Leidener Helligkeitsskala), erhielt *Oosterhoff* die Elemente:

$$t = \text{J. D. } 2423588.6125 + 0^d.45237634 \cdot E + 0^d.183 \times 10^{-9} \cdot E^2 \quad (1)$$

$\pm 3 \qquad \qquad \pm 10 \qquad \qquad \pm 17$

wo die in der zweiten Zeile stehenden Zahlen die mittleren Fehler der entsprechenden Koeffizienten darstellen. Später hat *Kooreman* [16] für das quadratische Glied nach Hinzufügung neuer Leidener Beobachtungen aus allen bis dahin vorliegenden Daten den Wert

$$+ 0^d.136 \times 10^{-9} \quad (1a)$$

± 7

erhalten.

* Die in eckigen Klammern stehenden Zahlen sind Hinweise auf das Literaturverzeichnis am Schluß dieser Arbeit.

2. In den Jahren 1936—49 haben wir zur Untersuchung der Periodenänderung des Sternes am 16 cm-Astrographen insgesamt 550 Aufnahmen erhalten. Benutzt wurden Eastman 40-Platten von der Format 6 cm \times 9 cm. Die Expositionszeit betrug durchweg 3 Minuten. Im Jahre 1936 wurde die ganze Lichtkurve durchbeobachtet, in späteren Jahren beschränkten sich die Aufnahmen auf den aufsteigenden Ast und auf die Gegend des Maximums. Die Aufnahmen wurden am Rosenbergschen Elektromikrophotometer ausgemessen. Die Angaben über die benutzten Vergleichsterne sind in [19] zu finden. Die heliozentrischen Zeitpunkte der Aufnahmen und die für den Veränderlichen erhaltenen Helligkeitswerte sind in der ersten und zweiten Spalte der Tabelle 2. zusammengestellt. 16 Aufnahmen sind aus verschiedenen Gründen nicht berücksichtigt worden.

Den aufsteigenden Ast der Lichtkurve haben wir 16mal durchbeobachtet. Wie aus der in [19] veröffentlichten Lichtkurve zu entnehmen ist, entspricht dem von *Oosterhoff* definierten Punkt die Helligkeit $10^m 63$. Die zu dieser Helligkeit beobachteten Zeitpunkte t' sind in der ersten Spalte der Tabelle 1. zusammengestellt. In der dritten Spalte stehen die Abweichungen von den linearen Elementen:

$$t' = \text{J. D. } 2430440.3368 + 0^d.45238147.E \quad (2)$$

Die $B - R(2)$ -Werte zeigen einen systematischen Gang mit E , und zwar von einer so großen Amplitude, daß die Veränderlichkeit der Periode klar hervortritt. Wie Abb. 1a. zeigt, liegen die $B - R(2)$ annähernd auf einer

Tabelle 1.

$t' \odot$ 242 ...	E	$B - R(2)$	$B - R(3)$ ($0^d.0001$)	$t \odot$	$B - R(4)$ ($0^d.0001$)	i^{max}
8245.3869	— 4852	+ ^d .0050	— 3	.3868 + 5	— 5	.4067
8249.4589	— 4843	+ .0056	+ 3	.4593 \pm 10	+ 6	.4800
8250.3626	— 4841	+ .0045	— 8	.3629 \pm 7	— 6	.3822
8668.3619	— 3917	+ .0033	— 2	.3626 \pm 8	+ 4	.3830
8954.2664	— 3285	+ .0027	+ 3	.2656 \pm 14	— 5	.2880
8963.3136	— 3265	+ .0023	— 1	.3138 \pm 6	0	.3361
9312. —	— 2493	—	—	.5519 \pm 15	— 7	.5725
9371.3612	— 2363	+ .0018	+ 5	.3610 \pm 10	+ 3	.3806
30440.3375	0	+ .0007	+ 7	.3368 \pm 7	+ 1	.3598
1888.4109	+ 3201	+ .0010	— 13	.4117 \pm 16	— 4	.4332
1903.3400	+ 3234	+ .0015	— 8	.3401 \pm 11	— 6	—
1941.3410	+ 3318	+ .0025	0	.3414 \pm 8	+ 5	—
2615.3925	+ 4808	+ .0056	+ 4	.3927 \pm 8	+ 7	.4126
3010.3225	+ 5681	+ .0066	— 7	.3225 \pm 15	— 7	.3456
3024.3484	+ 5712	+ .0086	+ 13	.3478 \pm 10	+ 8	.3700
3264.5635	+ 6243	+ .0092	+ 4	.5632 \pm 7	+ 1	—

Parabel, somit kann ihr systematischer Gang durch Einführung eines quadratischen Gliedes beseitigt werden. Nach der Methode der kleinsten Quadrate erhielten wir die Formel :

$$t' = 2430440.3368 + 0^d.45238147 \cdot E + 0^d.225 \times 10^{-9} \cdot E^2 \quad (3)^* \\ \pm 5 \quad \pm 15 \quad \pm 22 \quad (\text{m. F.})$$

Die Darstellung der Beobachtungen durch (3), wie aus den $B - R(3)$ der Tabelle 1 zu ersehen ist, ist vorzüglich. Als mittlerer Fehler einer Zeitangabe ergibt sich $\pm 0^d.0065 = \pm 56$ Sekunden. Man kann aber noch genauere Zeitangaben erhalten, indem man nicht allein einen einzigen

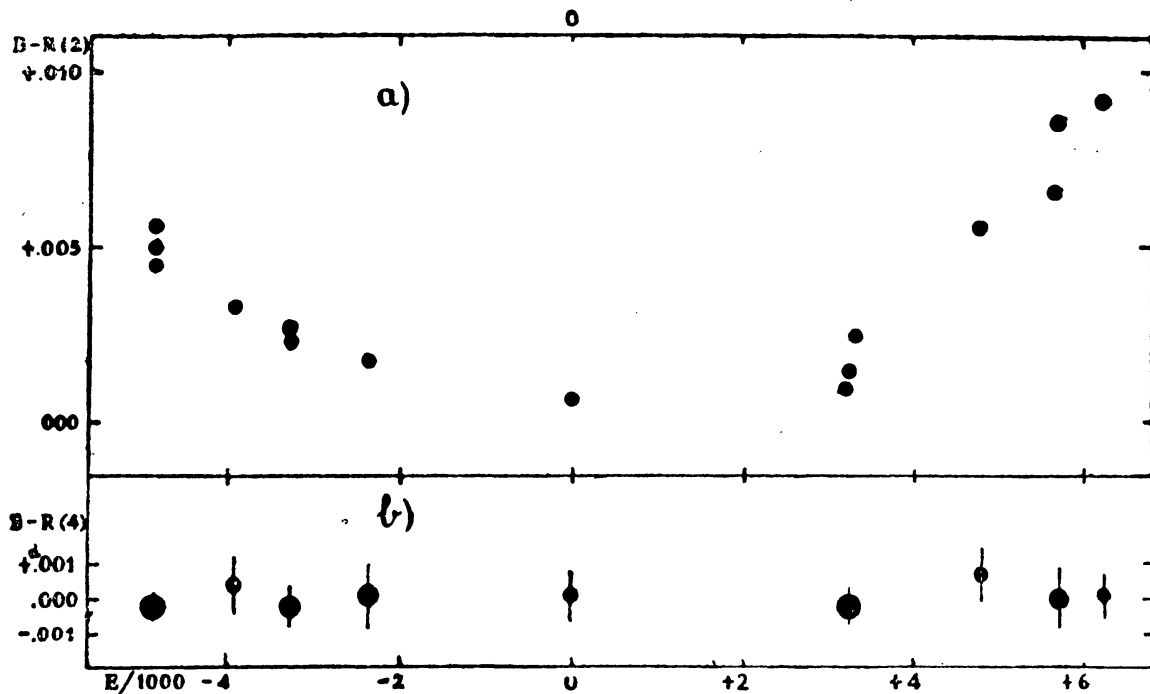


Abb. 1. Darstellung der Reste $B - R$ aus Budapester Beobachtungen. Oben $B - R(2)$ für Einzelepochen, unten $B - R(4)$ für Normalepochen. Der Flächeninhalt der Kreise ist bei den letzteren proportional der Anzahl der zu einer Normal-epoche zusammengefaßten Epochen. Die Striche über die Kreise stellen die mittleren Fehler der betreffenden Normalepochen dar.

Punkt des aufsteigenden Astes, sondern den ganzen linearen Teil desselben berücksichtigt. Zu diesem Zweck bestimmten wir für jede Epoche die Zeitpunkte, zu denen die Helligkeiten $11^m.0$, $10^m.8$, $10^m.6$, $10^m.4$, $10^m.2$ und $9^m.8$ erreicht wurden. Nach Formel (3) konstruierten wir aus sämtlichen Beobachtungen einen «mittleren aufsteigenden Ast». Nachdem die zeitlichen Abweichungen von diesem für jede der genannten Helligkeiten bestimmt worden sind, haben wir für jede Epoche die Mittelwerte dieser

* Bei dieser Rechnung wurde die letzte Epoche nicht berücksichtigt. Die Aufnahmen am J. D. 2433264 sind nach Fertigstellung des Manuskriptes zur Kontrolle erhalten worden. Da auch diese Epoche durch (3) vorzüglich dargestellt wird, ist es nicht nötig, die Rechnungen mit Einschluß derselben zu wiederholen.

Abweichungen (für einen vollständig durchbeobachteten aufsteigenden Ast sind also Mittelwerte aus je 7 Einzelwerten zu bilden) als Korrektur an die Zeitpunkte t' angebracht. Auf diese Weise erhielten wir die korrigierten Werte t in der fünften Spalte derselben Tabelle samt ihren mittleren Fehlern. Diese beziehen sich ebenfalls auf die Helligkeit $10^m.63$, bei ihrer Bestimmung wurde aber der ganze geradlinige Teil des aufsteigenden Astes berücksichtigt.

Aus diesen erhielten wir die genauere Formel:

$$t = \text{J. D. } 2430440.3367 \pm 4 + 0^d.45238145 \pm 11 \cdot E + 0^d.229 \times 10^{-9} \pm 16 \cdot E^2 \quad (4)$$

Die mit diesen Elementen erzielte Darstellung ist aus den $B-R(4)$ der Tabelle 1 zu entnehmen. Für den mittleren Fehler einer Epoche ergibt sich jetzt $\pm 0^d.00056 = \pm 48$ Sekunden.

3. Die maximale Helligkeit haben wir 13mal durchbeobachtet. Für die Zeitpunkte der einzelnen Maxima erhielten wir die in der letzten Spalte der Tabelle 1 stehenden Werte. Aus diesen ergibt sich im Mittel

$$t^{max} - t = + 0^d.0212 \pm 12 \quad (5)$$

So kann für die Bestimmung der Zeitpunkte der Maxima die Formel

$$t^{max} = \text{J. D. } 2430440.3579 \pm 13 + 0^d.45238145 \pm 11 \cdot E + 0^d.229 \times 10^{-9} \pm 16 \cdot E^2 \quad (6)$$

benutzt werden. Die Phasen in Tabelle 2. sind nach dieser Formel berechnet.

Tabelle 2. *Beobachtungen.*

J. D. \odot	Gr.	Phase ($0^P.0001$)	Δm	J. D. \odot	Gr.	Phase ($0^P.0001$)	Δm
2428245				.375	11 ^m .22	9262	^m .00
.350	11 ^m .47	8709	— ^m .01	.377	11.15	9306	— ^m .04
.352	11.44	8754	— ^m .03	.379	11.06	9351	— ^m .06
.354	11.59	8798	+ ^m .13	.381	11.01	9395	— ^m .06
.356	11.50	8842	+ ^m .04	.383	10.86	9439	+ ^m .04
.358	11.47	8886	+ ^m .03	.385	10.73	9483	— ^m .01
.360	11.40	8931	— ^m .01	.387	10.60	9527	— ^m .05
.362	11.37	8975	— ^m .03	.390	10.52	9594	.00
.364	11.33	9019	— ^m .06	.392	10.29	9638	— ^m .02
.367	11.35	9085	— ^m .01	.394	10.16	9682	— ^m .06
.369	11.30	9129	— ^m .03	.396	10.05	9726	— ^m .10
.371	11.26	9174	— ^m .05	.398	9.77	9771	— ^m .22
.373	11.27	9218	— ^m .01	.400	9.68	9815	— ^m .13

J. D. \odot	Gr.	Phase (o ^p . 0001)	Δm	J. D. \odot	Gr.	Phase (o ^p . 0001)	Δm
.402	9 ^m .65	9859	— ^m .08	.358	II ^m .34	5197	— ^m .03
.404	9.70	9903	+ .01	.360	II.31	5241	— .07
.406	9.67	9947	+ .02	.363	II.30	5308	— .08
.408	9.62	9992	.00	.365	II.35	5352	— .03
.410	9.65	0036	+ .02	.367	II.46	5396	+ .08
.412	9.69	0080	+ .04	.369	II.33	5440	— .06
.414	9.70	0124	+ .03	.371	II.37	5485	— .02
.417	9.72	0191	+ .05	.379	II.40	5661	.00
.419	9.64	0235	— .06	.381	II.44	5706	+ .03
.421	9.85	0279	+ .14	.383	II.40	5750	— .01
.423	9.74	0323	.00	.385	II.46	5794	+ .05
.425	9.77	0367	+ .01	.388	II.38	5860	— .03
.427	9.80	0412	+ .01	.390	II.43	5905	+ .01
2428247				.411	II.39	6369	— .03
.331	10.85	2495	+ .02	.413	II.51	6413	+ .08
.333	10.92	2539	+ .07	.415	II.49	6457	+ .06
.335	10.93	2584	+ .07	.417	II.52	6501	+ .09
2428248				.419	II.45	6546	+ .02
.306	II.18	4047	— .03	.423	II.30	6634	— .13
.308	II.16	4092	— .06	.425	II.41	6678	— .02
.310	II.20	4136	— .02	.427	II.40	6723	— .03
.312	II.26	4180	+ .04	.429	II.42	6767	.00
.314	II.24	4225	+ .01	.431	II.45	6811	+ .03
.316	II.19	4269	— .06	.433	II.40	6855	— .02
.318	II.26	4313	.00	.435	II.38	6899	— .04
.320	II.27	4357	.00	.438	II.36	6966	— .06
.322	II.31	4401	+ .04	.440	II.45	7010	+ .03
.324	II.20	4446	— .08	.442	II.40	7054	— .01
.326	II.32	4490	+ .04	.444	II.37	7098	— .03
.329	II.31	4556	+ .02	.446	II.48	7143	+ .07
.331	II.31	4600	+ .01	.448	II.42	7187	+ .01
.333	II.25	4645	— .05	.450	II.45	7231	+ .05
.335	II.23	4689	— .08	.452	II.38	7275	— .02
.337	II ^m .25	4733	+ ^m .06	.454	II.43	7319	+ .03
.339	II.35	4777	+ .03	.456	II.44	7364	+ .04
.342	II.40	4844	+ .08	.458	II.45	7408	+ .05
.344	II.35	4888	+ .02	.460	II.42	7452	+ .02
.346	II.33	4932	— .01	.472	II.37	7717	— .03
.348	II.40	4976	+ .05	.474	II.43	7761	+ .03
.350	II.29	5020	— .07	.476	II.36	7806	— .03
.352	II.38	5065	+ .02	.479	II.46	7872	+ .07
.354	II.37	5109	.00	.481	II.37	7916	— .01
.356	II.35	5153	— .02	.483	II.38	7960	.00

J. D. ☉	Gr.	Phase (o ^p .0001)	Δm	J. D. ☉	Gr.	Phase (o ^p .0001)	Δm
.485	II ^m .40	8005	+ ^m .04	.452	II ^m .10	9380	^m .00
.487	II.35	8049	— .01	.455	II.00	9447	+ .17
.489	II.40	8093	+ .03	.457	IO.78	9491	+ .05
.491	II.44	8137	+ .06	.459	IO.55	9535	— .09
.493	II.39	8181	+ .01	.461	IO.47	9579	— .11
.495	II.39	8226	— .01	.463	IO.42	9624	+ .02
.497	II.38	8270	— .04	.465	IO.30	9668	+ .08
.499	II.52	8314	+ .09	.467	IO.19	9712	+ .04
.501	II.46	8358	+ .02	.469	IO.08	9756	.00
2428249				.471	IO.00	9800	+ .13
.384	II.33	7877	— .05	.473	9.95	9845	+ .17
.386	II.38	7921	.00	.475	9.78	9889	+ .07
.388	II.34	7966	— .04	.477	9.59	9933	— .08
.390	II.45	8010	+ .09	.480	9.63	9999	.00
.392	II.33	8054	— .03	.482	9.55	0044	— .08
.394	II.34	8098	— .04	.484	9.70	0088	+ .06
.396	II.39	8143	+ .01	.486	9.68	0132	+ .02
.398	II.32	8187	— .06	.488	9.80	0176	+ .13
.400	II.40	8231	.00	.490	9.89	0220	+ .20
.403	II.39	8297	+ .03	.492	9.79	0265	+ .08
.405	II.41	8341	+ .02	.494	9.75	0309	+ .02
.407	II.55	8386	+ .12	.496	9.81	0353	+ .05
.409	II.50	8430	+ .03	.498	9.83	0397	+ .05
.411	II.48	8474	+ .01	.500	9.91	0441	+ .10
.413	II.47	8518	.00	.502	9.95	0486	+ .11
.415	II.57	8563	+ .10	.505	9.90	0552	+ .04
.417	II.54	8607	+ .06	2428250			
.419	II.45	8651	+ .03	.349	II.30	9209	.00
.421	II.54	8695	+ .06	.351	II.26	9253	.00
.423	II.50	8739	+ .02	.353	II.27	9297	+ .05
.425	II.52	8784	+ .05	.356	II.09	9364	— .02
.427	II.55	8828	+ .08	.358	II.04	9408	+ .06
.430	II.59	8894	+ .16	.360	IO.85	9452	+ .05
.432	II.45	8938	+ .03	.362	IO.63	9496	— .08
.434	II.44	8983	+ .03	.364	IO.57	9540	+ .05
.436	II.40	9027	+ .01	.366	IO.50	9585	— .08
.438	II.44	9071	+ .07	.368	IO.29	9629	— .09
.440	II.48	9115	+ .13	.370	IO.16	9673	— .06
.442	II.47	9159	+ .11	.372	IO.00	9717	— .12
.444	II.42	9204	+ .11	.374	9.90	9761	— .10
.446	II.38	9248	+ .10	.376	9.81	9806	.00
.448	II.34	9292	+ .13	.378	9.62	9850	— .12
.450	II.30	9336	+ .11	.381	9.50	9916	— .18

J. D. ☉	Gr.	Phase (o ^p . 0001)	Δm	J. D. ☉	Gr.	Phase (o ^p . 0001)	Δm
.383	9 ^m .61	9960	— ^m .07	.440	10 ^m .97	2799	+ ^m .05
.385	9.55	0005	— ^m .08	.442	11.00	2843	+ ^m .06
.387	9.65	0049	+ ^m .02	.444	10.95	2888	— ^m .01
.389	9.75	0093	+ ^m .10	.446	10.96	2932	.00
.391	9.65	0137	— ^m .01	.449	10.92	2998	— ^m .05
2428284				.451	10.91	3042	— ^m .07
.360	10.12	1031	— ^m .05	.453	11.00	3087	.00
.362	10.13	1075	— ^m .07	.455	10.96	3131	— ^m .05
.365	10.15	1141	— ^m .07	.457	11.00	3175	— ^m .01
.367	10.25	1186	— ^m .01	2428668			
.369	10.17	1230	— ^m .12	.360	10.63	9481	— ^m .09
.371	10.26	1274	— ^m .05	.362	10.77	9525	+ ^m .09
.373	10.29	1318	— ^m .02	.364	10.58	9569	.00
.375	10.30	1362	— ^m .04	.366	10.38	9614	.00
.377	10.34	1407	— ^m .04	.368	10.31	9658	+ ^m .01
.379	10.40	1451	+ ^m .01	.370	10.31	9702	+ ^m .13
.381	10.32	1495	— ^m .08	.372	10.03	9746	— ^m .07
.383	10.42	1539	.00	.374	10.08	9790	+ ^m .10
.385	10.50	1583	+ ^m .06	.376	9.89	9835	+ ^m .09
.387	10.44	1628	— ^m .03	.378	9.59:	9879	— ^m .13
.390	10.46	1694	— ^m .02	.380	9.77:	9923	+ ^m .08
.392	10.54	1738	+ ^m .04	.385	9.63:	0033	.00
.394	10.52	1782	.00	2428954			
.396	10.57	1827	+ ^m .02	.264	10.82:	9483	+ ^m .08
.398	10.50	1871	— ^m .06	.266	10.63:	9527	— ^m .04
.400	10.59	1915	+ ^m .01	.268	10.45:	9572	— ^m .15
.402	10.48	1959	— ^m .10	.270	10.38:	9616	— ^m .02
.407	10.59	2070	— ^m .06	.272	10.32:	9660	+ ^m .09
.409	10.70	2114	+ ^m .03	.274	10.09:	9704	— ^m .10
.411	10.75	2158	+ ^m .07	.276	9.89:	9748	— ^m .16
.413	10.76	2202	+ ^m .06	.280	9.70:	9837	— ^m .07
.415	10.70	2247	— ^m .03	.282	9.64:	9881	— ^m .06
.417	10.75	2291	+ ^m .01	.284	9.49:	9925	— ^m .20
.419	10.80	2335	+ ^m .04	.286	9.59:	9969	— ^m .06
.421	10.76	2379	— ^m .01	.287	9.53:	9992	— ^m .11
.424	10.75	2446	— ^m .06	.291	9.48:	0080	— ^m .16
.426	10.86	2490	+ ^m .04	.293	9.50:	0124	— ^m .16
.428	10.90	2534	+ ^m .07	.295	9.52:	0168	— ^m .15
.430	10.98	2578	+ ^m .12	.297	9.61:	0213	— ^m .09
.432	10.84	2622	— ^m .04	.299	9.48:	0257	— ^m .23
.434	10.83	2667	— ^m .06	.301	9.57:	0301	— ^m .15
.436	10.86	2711	— ^m .04	.303	9.58:	0345	— ^m .15
.438	10.87	2755	— ^m .04	.305	9.63:	0389	— ^m .14

J. D. ☉	Gr.	Phase (o ^p . 0001)	Δm	J. D. ☉	Gr.	Phase (o ^p . 0001)	Δm
.307	9 ^m .75:	0434	— ^m .06	.366	10 ^m .44	9647	+ ^m .12
.310	9.63:	0500	— ^m .22	.368	10.13	9691	— ^m .07
2428963				.370	10.09	9735	— ^m .04
.310	10.82	9447	+ ^m .03	.372	9.64	9779	— ^m .32
.313	10.69	9513	.00	.374	9.79	9824	.00
.315	10.63	9557	+ ^m .02	.376	9.73	9868	+ ^m .01
.317	10.40	9602	— ^m .04	.379	9.68	9934	+ ^m .01
.319	10.31	9646	.00	.381	9.74	9978	+ ^m .10
.321	10.22	9690	+ ^m .01	.383	9.77	0023	+ ^m .14
.323	10.11	9734	.00	.387	9.78	0111	+ ^m .13
.325	10.01	9779	+ ^m .08	.389	9.72	0155	+ ^m .05
.327	9.89	9823	+ ^m .08	.391	9.83	0199	+ ^m .15
.329	9.71	9867	— ^m .01	.393	9.73	0244	+ ^m .01
.331	9.80	9911	+ ^m .02	.395	9.67	0288	— ^m .05
.333	9.73	9955	+ ^m .06	.397	9.89	0332	+ ^m .15
.335	9.64	0000	— ^m .02	.399	9.85	0376	+ ^m .08
.338	9.67	0066	+ ^m .04	.401	9.66	0420	— ^m .14
.340	9.67	0110	+ ^m .01	.404	9.81	0487	— ^m .02
.342	9.65	0154	— ^m .02	2430440			
.344	9.72	0199	+ ^m .04	.323	11.25	9227	— ^m .03
.346	9.62	0243	— ^m .08	.325	11.15	9271	— ^m .07
.348	9.79	0287	+ ^m .08	.327	11.16	9315	— ^m .03
.350	9.80	0331	+ ^m .07	.329	11.10	9359	— ^m .05
.352	9.81	0375	+ ^m .04	.331	11.08	9404	+ ^m .07
2429312				.333	10.85	9448	+ ^m .03
.559	10.05	9702	— ^m .13	.335	10.80	9492	+ ^m .08
.561	9.99	9746	— ^m .10	.337	10.60	9536	— ^m .07
.564	9.85	9813	+ ^m .13	.340	10.43	9603	— ^m .02
.566	9.67	9857	— ^m .10	.342	10.25	9646	— ^m .07
.568	9.66	9901	— ^m .04	.344	10.20	9691	— ^m .01
.570	9.61	9945	— ^m .05	.346	10.21	9735	+ ^m .11
.573	9.47	0012	— ^m .16	.348	10.00	9779	+ ^m .02
.575	9.62	0056	— ^m .01	.350	9.85	9824	+ ^m .05
.577	9.60:	0100	— ^m .05	.352	9.80	9868	+ ^m .08
.586	9.79	0299	+ ^m .08	.354	9.70	9912	.00
.588	9.86	0343	+ ^m .11	.356	9.70	9956	+ ^m .05
.594	9.87	0476	+ ^m .03	.358	9.65	0000	+ ^m .02
2429371				2431888			
.357	10.80	9448	+ ^m .02	.408	10.71	9439	— ^m .16
.359	10.75	9492	+ ^m .03	.410	10.62	9483	— ^m .09
.361	10.72	9536	+ ^m .05	.412	10.57	9527	— ^m .05
.364	10.51	9603	+ ^m .03	.414	10.51	9572	— ^m .06
				.416	10.42	9616	+ ^m .01

J. D. \odot	Gr.	Phase ($0^{\text{P}}.0001$)	Δm	J. D. \odot	Gr.	Phase ($0^{\text{P}}.0001$)	Δm
.419	10 ^m .38	9682	+ ^m .16	2431941			
.421	10.12	9726	— .04	.313	11 ^m .33	8917	— ^m .09
.423	10.03	9771	— .05	.315	11.43	8962	+ .02
.425	9.78	9815	— .04	.317	11.40	9006	+ .01
.427	9.79	9859	+ .02	.319	11.16	9050	— .21
.430	9.72	9925	+ .04	.322	11.26	9116	— .09
.432	9.84	9969	+ .19	.324	11.32	9161	.00
.434	9.62	0014	— .01	.326	11.39	9205	+ .09
.436	9.68	0058	+ .04	.328	11.24	9249	— .03
.438	9.62	0102	— .03	.330	11.15	9293	— .07
.440	9.71	0146	+ .06	.332	11.22	9337	+ .05
.442	9.69	0191	+ .02	.334	11.06	9382	— .05
.444	9.68	0235	— .02	.336	10.98	9426	+ .08
.446	9.76	0279	+ .05	.338	10.83	9470	+ .06
.448	9.77	0323	+ .05	.340	10.68	9514	.00
.454	9.79	0456	— .01	.342	10.57	9558	— .05
.456	9.80	0500	— .06	.344	10.59	9603	+ .11
2431903				.347	10.36	9669	+ .09
.301	11.42	8652	— .06	.349	10.21	9713	+ .03
.304	11.59	8718	+ .11	.353	9.97	9802	— .03
.306	11.42	8763	— .06	2432615			
.308	11.44	8807	— .03	.349	11.41	8579	— .07
.310	11.38	8851	— .07	.353	11.53	8667	+ .05
.312	11.33	8895	— .10	.355	11.32	8712	— .16
.314	11.48	8940	+ .06	.357	11.42	8756	— .06
.316	11.50	8984	+ .08	.359	11.38	8800	— .09
.318	11.45	9028	+ .06	.361	11.30	8844	— .17
.320	11.30	9072	— .07	.363	11.48	8889	+ .05
.322	11.32	9116	— .04	.365	11.30	8933	— .12
.324	11.48	9161	+ .15	.368	11.55	8999	+ .15
.326	11.28	9205	— .02	.369	11.53	9021	+ .14
.329	11.49	9271	+ .26	.372	11.40	9087	+ .03
.331	11.25	9315	+ .05	.374	11.28	9132	— .08
.333	11.07	9360	— .04	.376	11.16	9176	— .16
.335	11.10	9404	— .08	.378	11.24	9220	— .04
.337	10.67	9448	— .18	.380	11.18	9264	— .07
.339	10.68	9492	— .04	.382	11.13	9309	— .07
.341	10.66	9536	+ .02	.384	11.11	9353	— .04
.343	10.40	9581	— .18	.386	10.99	9397	— .08
.345	10.31	9625	— .09	.388	10.90	9441	+ .02
.347	10.25	9669	+ .01	.390	10.81	9485	+ .05
.349	10.02	9713	— .14	.392	10.70	9530	+ .02
.354	9.84	9824	+ .04	.394	10.57	9574	— .01

J. D. \odot	Gr.	Phase (o ^p .0001)	Δm	J. D. \odot	Gr.	Phase (o ^p .0001)	Δm
.397	10.39	9640	+.07	.318	10.69	9415	— .22
.399	10.16	9684	— .06	.320	10.75	9459	— .02
.401	10.20	9729	+.05	.322	10.66	9503	.00
.403	10.08	9773	+.08	.324	10.57	9547	— .06
.405	9.91	9817	+.20	.326	10.52	9591	— .02
.407	9.74	9861	+.02	.328	10.33	9636	— .03
.409	9.82	9905	+.12	.332	10.17	9724	+.02
.411	9.69	9950	+.02	.334	9.91	9768	— .11
.413	9.50	9994	— .13	.336	9.90	9813	+.05
.415	9.68	0038	+.05	.338	9.75	9857	— .12
.417	9.71	0082	— .07	.340	9.67	9901	— .03
.419	9.80	0126	+.14	.342	9.59	9945	— .08
.422	9.72	0193	— .05	.344	9.54	9989	— .09
.424	9.78	0237	+.08	.347	9.62	0056	— .01
.426	9.83	0281	+.12	.349	9.49	0100	— .16
.428	9.88	0325	+.16	.351	9.50	0144	— .16
.430	9.69	0370	— .05	.353	9.60	0188	— .07
.432	9.92	0144	+.13	.356	9.58	0255	— .12
.435	9.90	0480	+.07	.360	9.56	0343	— .16
.438	10.00	0546	+.12	.364	9.68	0431	— .12
.440	10.02	0591	+.13	.367	9.62	0498	— .20
.442	9.90	0635	— .03	2433024			
.444	10.00	0679	+.04	.342	11.04	9419	+.12
.446	10.04	0723	+.05	.344	10.92	9463	+.16
.448	10.29	0767	+.26	.346	10.73	9507	+.03
.450	10.06	0812	.00	.348	10.56	9551	— .06
.452	10.10	0856	+.03	.350	10.50	9596	— .01
.454	10.19	0900	+.14	.352	10.22	9640	— .16
.456	10.02	0944	— .04	.354	10.19	9684	— .03
.458	10.11	0989	+.02	.356	10.11	9728	— .01
.460	10.22	1033	+.04	.358	9.98	9772	— .02
.463	10.30	1099	+.09	.360	9.81	9817	— .01
.465	10.22	1143	.00	.363	9.85	9883	+.14
.467	10.19	1187	— .05	.365	9.63	9927	— .05
.469	10.28	1232	— .01	.367	9.50	9971	— .15
.471	10.31	1276	.00	.369	9.64	0016	+.01
.473	10.35	1320	+.04	.371	9.58	0060	— .06
2433010				.377	9.68	0192	+.01
.308	11.20	9194	— .12	.379	9.64	0237	— .06
.310	11.21	9238	— .06	.381	9.54	0281	— .17
.312	11 ^m .14	9282	— .07	2433264			
.314	11.02	9326	— .15	.546	11.26	9154	— .06
.316	10.95	9370	— .14	.548	11.12	9198	— .18

J. D. \odot	Gr.	Phase (0 ^p .0001)	Δm	J. D. \odot	Gr.	Phase (0 ^p .0001)	Δm
.550	11.22	9242	— .04	.563	10.69	9530	+ .04
.552	11.07	9286	— .15	.565	10.58	9574	— .01
.555	11.02	9353	— .10	.567	10.48	9618	+ .08
.557	10.99	9397	— .04	.569	10.46	9662	+ .24
.559	10.81	9441	+ .01	.573	10.11	9751	+ .03
.561	10.81	9485	+ .08	.575	9.93	9795	— .02

Die in Tabelle 3 angegebenen Normalpunkte sind aus je 10 Beobachtungen gebildet. Die Δm in Tabelle 2. bedeuten Abweichungen von der in Abb. 2 dargestellten Lichtkurve. Diese liegen im allgemeinen innerhalb der photographisch erreichbaren Genauigkeit. Die am J. D. 2428954 erhaltene Platte ist ungleichmässig verschleiert und so sind die größeren Δm von diesem Tage verständlich. Somit treten Lichtkurvenänderungen oder kurzperiodische Periodenänderungen bei RR Leonis höchstens von so geringer Amplitude auf, daß sie lediglich mit Hilfe photoelektrischer Beobachtungen nachgewiesen werden können. Auch die Leidener Beobachtungen weisen auf Beständigkeit der Lichtkurve hin. Somit können Epochen mit nicht sehr verschiedenen E bei der Untersuchung der Periode zu einer Normalepoche vereinigt werden.

Der Lichtkurve sind folgende Daten zu entnehmen :

$$\text{Gr.}_{\max} = 9^m.60, \quad \text{Gr.}_{\min} = 11^m.49, \quad A_{ph} = 1^m.89, \quad (t^{\max} - t^{\min})/P = 0.125$$

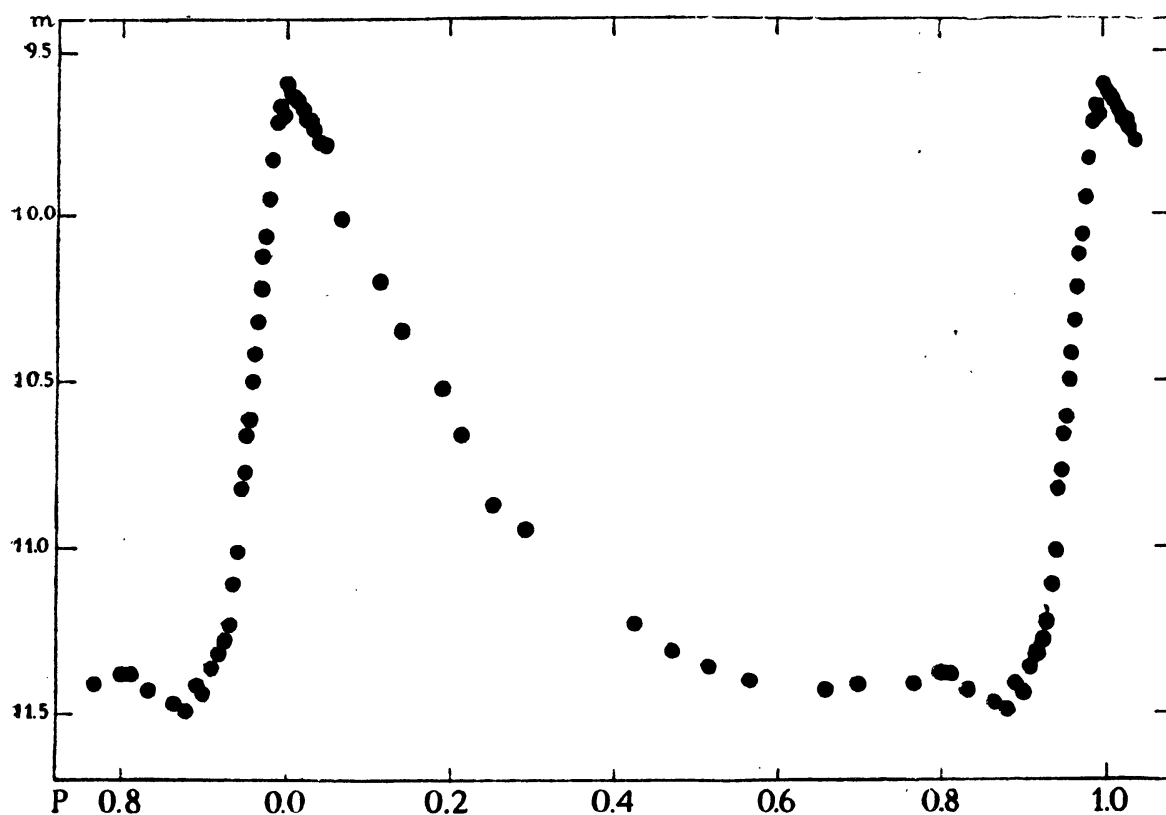


Abb. 2. Lichtkurve von RR Leonis.

Tabelle 3. *Normalpunkte.*

Phase			Gr	Phase			Gr
0 ^p .0032	0 ^d .0014	9 ^m .63		0 ^p .8635	0 ^d .3906	11 ^m .47	
.0076	.0034	9.64		.8775	.3970	11.49	
.0121	.0055	9.65		.8888	.4021	11.41	
.0175	.0079	9.68		.8983	.4064	11.44	
.0226	.0102	9.71		.9077	.4106	11.36	
.0277	.0125	9.71		.9170	.4149	11.32	
.0328	.0148	9.74		.9233	.4177	11.28	
.0387	.0175	9.78		.9290	.4203	11.23	
.0469	.0212	9.79		.9347	.4229	11.11	
.0666	.0301	10.01		.9403	.4254	11.01	
.1136	.0514	10.20		.9446	.4273	10.82	
.1392	.0630	10.35		.9482	.4290	10.77	
.1900	.0860	10.52		.9513	.4304	10.66	
.2116	.0957	10.66		.9542	.4317	10.61	
.2533	.1146	10.87		.9581	.4334	10.50	
.2929	.1325	10.94		.9614	.4349	10.42	
.4246	.1921	11.23		.9648	.4365	10.32	
.4726	.2138	11.31		.9682	.4380	10.22	
.5152	.2331	11.36		.9714	.4395	10.12	
.5655	.2558	11.40		.9742	.4407	10.06	
.6585	.2979	11.43		.9778	.4424	9.95	
.7070	.3198	11.41		.9815	.4440	9.83	
.7649	.3460	11.41		.9880	.4470	9.72	
.7969	.3605	11.38		.9918	.4487	9.67	
.8096	.3663	11.38		.9953	.4503	9.70	
.8323	.3765	11.43		.9992	.4520	9.60	

4. Das quadratische Glied in (4) hat einen größeren Koeffizienten, als in (1). Besonders groß ist die Differenz gegen den von Kooreman erhaltenen Wert (1a). Die Differenz: $0^d.093 \times 10^{-9} \pm 17$ beträgt mehr als das Fünffache ihres mittleren Fehlers. Dies zeigt, daß die Periode zur Zeit unserer Beobachtungen in stärkerem Tempo zugenommen hat, als vor 1936.

Zur weiteren Untersuchung der Periodenänderung benutzten wir die in Tabelle 4. angeführten Normalepochen. Die Zeitangaben beziehen sich durchweg auf den Oosterhoff'schen Punkt des aufsteigenden Astes. Die von *Luizet*, *Jordan*, *Oosterhoff* und *Kooreman* beobachteten Epochen wurden der Tabelle in BAN 8. p. 124. entnommen. *n* bedeutet die Anzahl der zu einer Normalepoche zusammengefaßten Einzelepochen.

Wie aus den $B - R(4)$ der Tabelle 4. zu ersehen ist, stellen die Elemente (4) die Leidener Beobachtungen noch leidlich dar. Doch sind die kleinen Abweichungen systematischen Charakters, so daß die Elemente (4)

Tabelle 4.

Beobachter	t J. D. \odot	n	E	$B-R(4)$ ($0^d.0001$)	$B-R(7)$ ($0^d.0001$)	$B-R(8)$ ($0^d.0001$)	$B-R(9)$ ($0^d.0001$)
<i>Luizet</i> 241	8062.4133	1	— 27362	— 329	+ 28	— 9	+ 20
<i>Luizet</i>	8756.3471	2	— 25828	— 336	— 22	— 48	— 19
<i>Luizet</i>	9202.3885	2	— 24842	— 290	— 2	— 23	+ 4
<i>Jordan</i> ... 242	0547.7476	2	— 21868	— 206	+ 6	— 11	+ 2
<i>Oosterhoff</i> .	5318.5027	4	— 11322	— 5	+ 4	+ 25	— 2
<i>Oosterhoff</i> .	5675.4279	4	— 10533	— 2	— 5	+ 20	— 4
<i>Oosterhoff</i> .	6060.4022	6	— 9682	+ 13	— 1	+ 28	+ 8
<i>Kooreman</i> .	7874.4375	9	— 5672	+ 9	— 48	— 4	+ 2
<i>Balázs</i> ...	8249.4585	3	— 4843	— 2	— 68	— 19	— 8
<i>Balázs</i> ...	8668.3626	1	— 3917	+ 4	— 69	— 16	+ 1
<i>Detre</i>	8963.3136	2	— 3265	— 2	— 81	— 24	— 4
<i>Detre</i>	9371.3608	2	— 2363	+ 1	— 83	— 23	+ 1
<i>Detre</i> 243	0440.3368	1	0	+ 1	— 97	— 27	+ 3
<i>Balázs</i> ...	1903.3405	3	+ 3234	— 2	— 109	— 24	— 1
<i>Balázs</i> ...	2615.3927	1	+ 4808	+ 7	— 101	— 9	+ 5
<i>Balázs</i> ...	3024.3471	2	+ 5712	0	— 107	— 9	— 1
<i>Detre</i>	3264.5632	1	+ 6243	+ 1	— 105	— 5	0

für $E < -5000$ nicht mehr gültig sind. Für die Beobachtungen von *Jordan* und *Luizet* sind die Abweichungen schon beträchtlich.

Die Elemente (1) von Oosterhoff, die umgerechnet auf unsere Epochen-zählung folgendermassen lauten:

$$t = 2430440.3465 + 0^d.45238188.E + 0^d.183 \times 10^{-9}.E^2 \quad (7)$$

befriedigen die Beobachtungen nur bis $E \leq -9500$ (s. Abb. 3. und $B-R(7)$ der Tabelle 4.), später werden die Abweichungen systematisch negativ. Dieses Negativwerden der Abweichungen zeigt, daß die Zunahme der Periode gegenüber (7) zuerst sich verlangsamen mußte, bevor die von uns beobachtete stärkere Zunahme (4) eingetreten ist.

Die Periode von RR Leonis nimmt also mit der Zeit nicht gleichmässig zu, sondern abwechselnd in stärkerem und schwächerem Tempo. Wir versuchten dies durch Einführung eines Sinusgliedes neben dem quadratischen wiederzugeben. Nach mehreren Versuchen erhielten wir als die beste Darstellung der in Tabelle 4 angeführten Beobachtungen durch die Formel:

$$t = 2430440.3395 + 0^d.45238142.E + 0^d.180 \times 10^{-9}.E^2 - \quad (8)$$

$$- 0^d.003 \sin 0^d.0134 (E + 6500) \dots \dots \dots \quad (9)$$

Diese Formel befriedigt alle photographischen Normalepochen innerhalb $\pm 0^d.0008$, macht dazu die $(B-R)$ -Werte auch für die Luizet'schen

Beobachtungen kleiner, als (7). Das quadratische Glied in (9) ist praktisch gleich dem von *Oosterhoff* erhaltenen Wert.

In Tabelle 5. sind einige weniger genaue, meistens visuelle Beobachtungen angegeben. Hier sind die $B - R(9)$ natürlich viel größer, als für die photographischen Beobachtungen. Die von *Ashbrook* [21] beobachtete Epoche zeigt eine Abweichung von $+0.0049$ gegen unsere gleichzeitigen

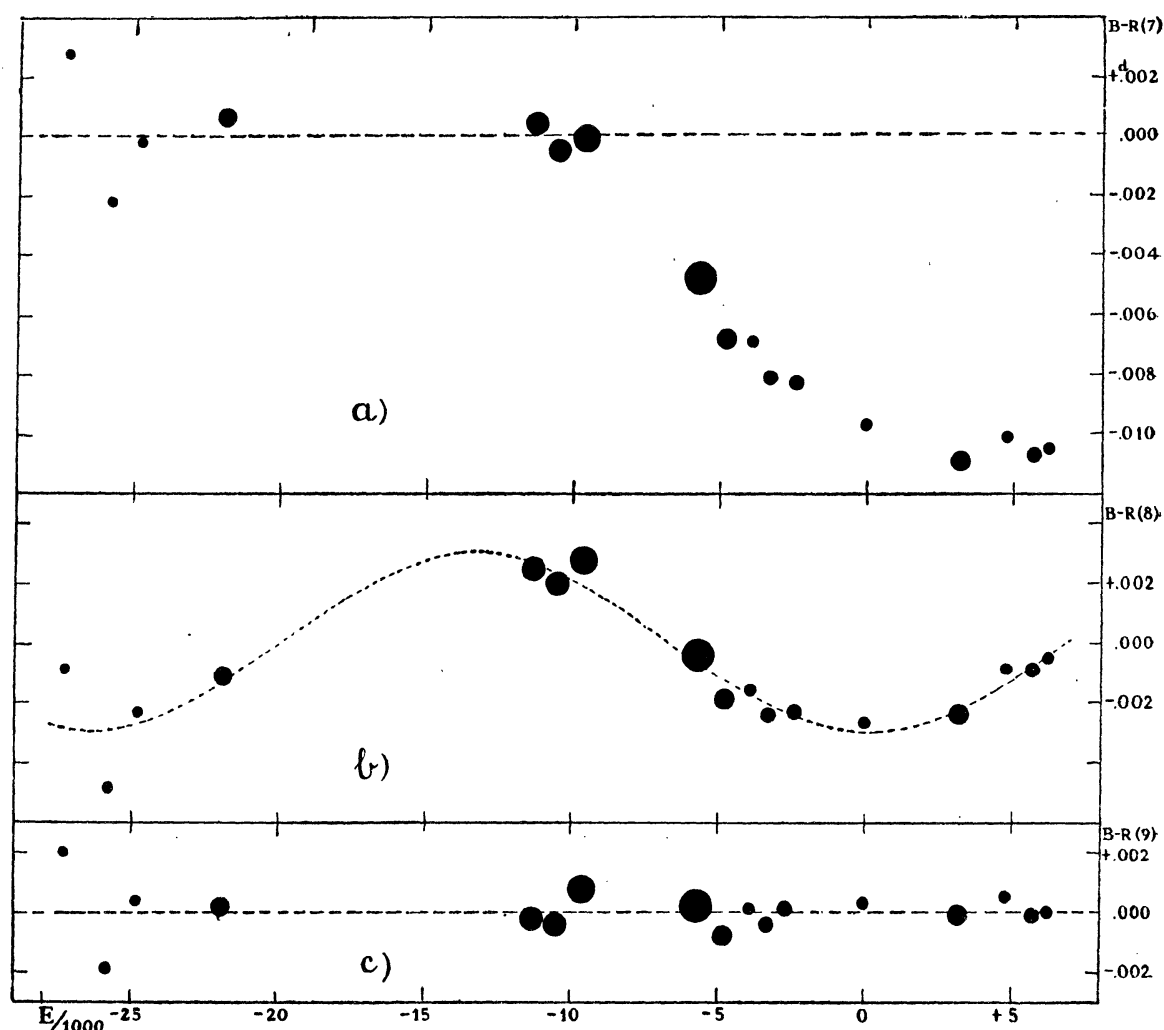


Abb. 3. $(B - R)$ - Diagramme für RR Leonis. a) $B - R(7)$. b) $B - R(8)$. c) $B - R(9)$.

photographischen Beobachtungen. Somit kann nicht viel Gewicht darauf gelegt werden, daß alle drei Zeitangaben von $E = -8100$ bis -6500 systematisch negative $B - R(7)$ geben. Man muß auch beachten, daß der Oosterhoff'sche Punkt in verschiedenen Beobachtungsreihen geringe Abweichungen in Phase aufweisen kann. So erhielten wir für $t^{max} - t$ aus unseren Beobachtungen einen etwas geringeren Wert, $0^d 0212$, als *Oosterhoff* ($0^d 0235$). Bei *Ashbrook* ist der Unterschied noch kleiner: $0^d 0208$, während bei Luizet $t^{max} - t = 0^d 0259$ ist. Der größte Teil dieser Abweichungen ist wahrscheinlich dem größeren Fehler in der Bestimmung des Zeitpunktes

Tabelle 5.

Beobachter	t J. D. \odot	E	$B - R(9)$	Art d. Beob.	Quelle
Nielsen	242 5302.217	— 11358	0 ^d .000	vis.	[8]
Allen, Marsch	5920.169	— 9992	+ 0.004	phg.	[13]
Laue	6440.398	— 8842	0.000	vis. phm.	[12]
Detre	6764.2975	— 8126	— 0.0035	vis. phm.	[18]
Zessewitsch ..	7458.248	— 6592	— 0.001	vis.	[15]
Lange	7490.364	— 6521	— 0.004	vis.	[15]
Soloviev	7834.628	— 5760	0.000	vis.	[15]
Ashbrook	243 3011.6853	+ 5684	+ 0.0049	vis.	[21]

des Maximums zuzuschreiben, aber ein geringer Teil derselben kann auch reell sein. Darum ist es sehr wichtig, je längere homogene Beobachtungsreihen zu erhalten.

5. Für die Periode ergibt sich aus (9) :

$$P = 0^d.45238142 + 0^d.360 \times 10^{-9} \cdot E - 0^d.7 \times 10^{-6} \cos 0^{\circ}.0134 (E + 6500) \quad (10)$$

Abb. 4. zeigt den Verlauf der Periodenänderung in den letzten vierzig Jahren. Danach ist die Periode seit 1910 bis Ende 1949 von 0^d.4523715 auf

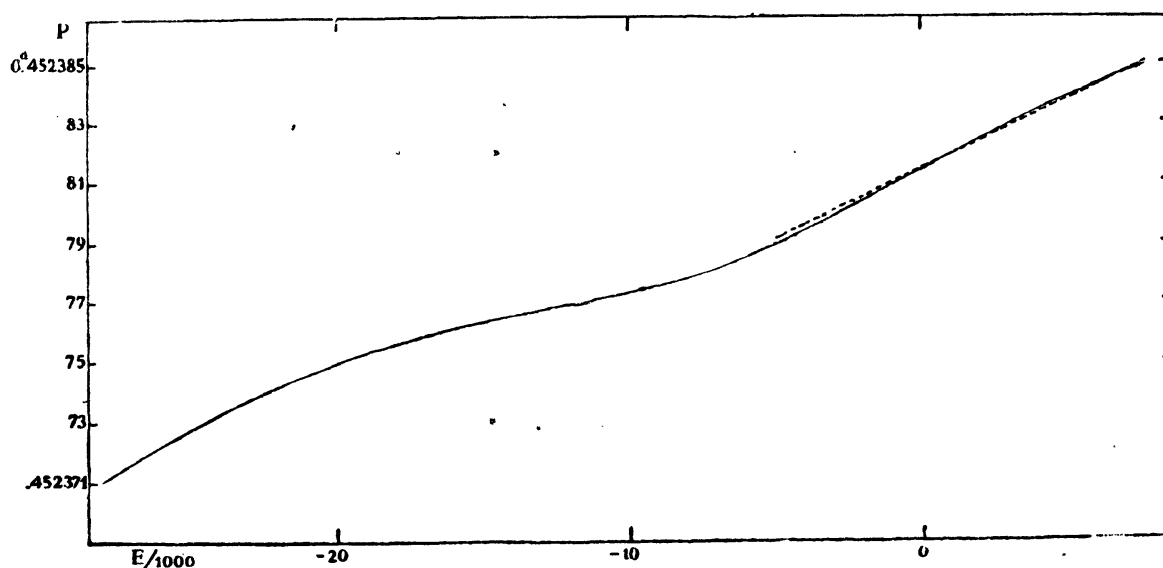


Abb. 4. Die Änderung der Periode von RR Leonis.

0^d.4523844 angewachsen. Die Zunahme beträgt also in vierzig Jahren 0^d.0000129 = 1^s.11. Die Periode des periodischen Gliedes ergibt sich zu 33.3 Jahren, ihre Amplitude beträgt 0^s.12

In Abb. 4. sind auch die aus (4) zu erhaltenden Werte der Periode :

$$P = 0^d.45238145 + 0^d.458 \times 10^{-9} \cdot E \quad (11)$$

als gestrichelte Linie eingezeichnet. Man sieht, daß zur Zeit unserer Beobachtungen, d. h. für $-5000 < E < +7000$ die Abweichung zwischen (10)

und (11) äußerst gering ist. Die maximale Abweichung beträgt nur $0^d.0000002$ und so ist es verständlich, daß (4) und (9) beide die Beobachtungen in dem erwähnten Zeitintervall vollständig befriedigen.

Zur Entscheidung der Frage, ob das periodische Glied reell ist, oder ob die Zunahme der Periode unregelmässigen Schwankungen unterworfen ist, sind weitere Beobachtungen nötig. Es wäre auch sehr erwünscht, einige Maxima photoelektrisch durchzubeobachten, um etwaige kleine Veränderungen der Lichtkurve zu erschliessen.

Für Hilfe bei den Reduktionen haben wir Herrn *J. Mersits* zu danken.

VERZEICHNIS DER LITERATUR ÜBER RR LEONIS.

1. *E. C. Pickering*. AN **176**. 297. 1907; Harv. Circ. 133. Anzeige der Entdeckung durch Miss *Leavitt* auf Platte Nr. 15 der «Harvard Map». Helligkeitsgrenzen $9^m.0 - 9^m.8$. Vorläufige Bezeichnung 170. 1907.

2. *M. Luizet*: Éléments de l'étoile variable 170. 1907 Leonis (BD + 24°. 2183). AN **182**. 47. 1909. Visuelle Schätzungen am 32 cm Condé-Fernrohr. 46 Beobachtungen zwischen 17. 1. 1908—1. 7. 1909. Periode aus 7 Maxima $4^d 17^h 58^m 5^s$. $M - m = 0^d.63$, Grenzen des Lichtwechsels $9^m.1 - 10^m.0$.

3. *M. Luizet*: Nouveaux éléments et courbe de lumière de l'étoile variable RR Leonis. AN **189**. 355. 1911. 211 visuelle Schätzungen in der Zeit 17. 1. 1908—8. 7. 1911. Diese wurden ausführlich mitgeteilt und diskutiert in der folgenden Mitteilung:

4. *M. Luizet*: Éléments et courbe de lumière de l'étoile variable RR Lion (BD + 24°. 2183). BA **28**. 452—8. 1911. Die neuen Beobachtungen führten zu dem Ergebnis, daß die Periode nur etwa $\frac{1}{10}$ des zuerst angenommenen Wertes beträgt, und daß der Stern zur δ Cephei-Klasse gehört mit außerordentlich schnellem Anstieg. Elemente aus 14 Maxima:

$$\text{Max.} = 2418120.35 + 0^d.45237.E,$$

Helligkeitsgrenzen $9^m.1 - 10^m.1$.

5. *M. Luizet*: CR Paris **155**. 1588. Bestimmung der Bahnelemente des angenommenen Doppelsternsystems aus der Lichtkurve.

6. *C. Martin, H. C. Plummer*: Magnitude curves of three short-period variable stars: RR Leonis, Y Aurigae, and UU Cassiopeiae. MN **81**. 458. 1921. 42 photographische Aufnahmen, Expositionszeit $40^m - 60^m$! Bestimmung der Helligkeitskala mittels χ Persei. Neue Elemente:

$$\text{Max.} = 2422014.378 + 0^d.452372.E$$

Fourier-Darstellung der Lichtkurve.

7. *Frank C. Jordan*: Photographic photometry with the thirty-inch Thaw refractor. The light curves of 29 Cepheid variables. Allegh. Publ. VII. No. 1. p. 34. 206 Aufnahmen. 3 Maxima: Lichtkurve (S. noch MN **82**. 39).

8. *A. V. Nielsen*: Beobachtungen und Elemente des Veränderlichen RR Leonis. AN **235**. 177. 1928. (Vorl. Mitteilung in BZ **10**. Nr. 28, p. 54. 1928) 119 visuelle Schätzungen am 135 mm Leitrohr der Sternwarte Aarhus. Erster Hinweis auf die Veränderlichkeit der Periode. Elemente:

$$\text{Max.} = 2418120^d 3412 + 0^d.4523702.E + 0.275 \times 10^{-9}.E^2$$

Nur die mittlere Lichtkurve ist angegeben.

9. *L. Vernon Robinson*: Investigation of photographic light curves of Cepheid variables V. Fields four to seven of the International List. HB 876. 1930. Lichtkurve.

10. *P. Th. Oosterhoff*: On the variability of the period of RR Leonis. BAN **6**. 39. 1930. Ausführliche Diskussion der Veränderlichkeit der Periode auf Grund der Beobachtungen von Luizet, Jordan und auf Grund von 323 Leidener photographischen Aufnahmen. (Einzelheiten werden im Text referiert.)

11. *B. V. Okunev*: Pulk. Circ. **2**. 22. 146 Beob. 1 Max. (hier nicht zugänglich) NNVS No. 25—26. p. 8. 1930. Farbenindexkurve aus Vergleich von phg. und vis. Lichtkurven.

12. *Fr. Lause*: Die Veränderlichkeit der Lichtkurven der RR Lyrae-Sterne. AN **244**. 428. 1931. 806 Beobachtungen mit einem Keilphotometer in 29 Nächten 22. 12. 1930—4. 6. 1931. Die Abweichungen der Einzelkurven von der mittleren Lichtkurve sind klein.

13. *Leah B. Allen, Franklin F. Marsh*: Photographic light curves of RR Leonis and V Leonis Minoris. Harv. Bull. **888**. p. 19. 1932. 98 Aufnahmen am 8" Draper-Teleskop zwischen J. D. 2425920 — 2426335. Lichtkurve. $A = 2^m 33$!

14. *N. Florja*: Leningrad Bull. **3**. 16; 19. 1934. 200 Beob. 1 Normalmax. Elemente.

15. *W. Zessewitsch*: Leningrad Bull. **4**. 9; 16; 29. 2 Normalmaxima von *G. Lange* u. *Zessewitsch*. Neue Elemente:

$$\text{Max } \odot = 2423588.6404 + 0^d.45237580 E + 0^d.098 \times 10^{-8} E^2$$

(S. noch Tadjik Circ 10.)

16. *C. J. Kooreman*: Photographic exposures of RR Leonis in the beginning of the year 1935 measured and discussed... BAN **7**. 301. 1935. 286 Aufnahmen von *A. J. Wesselink, J. Uitterdijk* und *L. Plaut*. 9 Epochen. Neubestimmung des quadratischen Gliedes (s. Text).

17. *S. J. Gaposchkin*: Investigation of changes in period of cluster type variables. Discussion of photographic observations. HC 392. 1934. 950 Beob. auf Harvard-Platten. Keine sichere Aussage über die Periodenänderung.

18. *L. Detre (Dunst)*: Photometrische Beobachtungen von Veränderlichen. AN **259**. 305. 1936. 181 Beob. an 14 Abenden.

19. *Julia Balázs*: Über den Lichtwechsel und die Periode von RR Leonis. AN **261**. 129. 1936. 247 phg. Aufnahmen am Budapester 16 cm Astrographen. Lichtkurve. Elemente mit und ohne quadr. Glied.

20. *P. Th. Oosterhoff*: Note on the variable period of RR Leonis. BAN **8**. 124. 1937. Endgültiger Beweis der Periodenänderung aus Diskussion des gesamten photographischen Beobachtungsmaterials (s. Text).

21. *J. Ashbrook*: Observation of two cluster-type variables. AJ **54**. 198. 1949. Visuelle Schätzungen 23.2 — 3. 5. 1949. Anzahl der Beob.: 105. Lichtkurve. 1 Normalmaximum.

Weitere kurze Mitteilungen: 22. *L. Campbell*: HA **63**. 164. Helligkeiten der Vergleichsterne.

23. *K. Dubrowsky*: AN **233**. 57. 1925. 6 Ortsbestimmung auf der Engelhardt-Sterwarte im Jahre 1919. Anschluß an BerlB 3932.

24. Karte der Umgebung: Sirius **54**. Tafel IV von *Leiner* und HB 883 von *Payne*.

25. Eigenbewegung von *Luyten* HB 874. $\mu\alpha \cos \delta = +.007$, $\mu\delta = -.004 \pm .010$ (m. e.). S. noch die Zusammenstellung von *Prisc. F. Bok* und *Const. D. Boyd* in HB 893.

26. Spektraltyp: *H. Shapley, Marg. L. Walton* HC 313. *Annie J. Cannon, M. L. Walton* HB 874. 1930. p. 20. Änderung des Spektraltypes zwischen A2 (im Max.) und F2 (im Min.)

27. Radialgeschwindigkeit: PASP **36**. 139. *Adams, Joy* und *Sanford* (uns nicht zugänglich).

Budapest, Konkoly-Observatorium, 18. Dezember 1949.

A kiadásért felelős: Lányi Ottó
1982. Franklin-nyomda N. V. Budapest VIII., Szentkirályi-utca 28. Felelős: Ketskés János.

CONTRIBUTIONS
FROM THE
KONKOLY OBSERVATORY
BUDAPEST-SZABADSÁGHEGY

ИЗВЕСТИЯ
АСТРОНОМИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ИМ. КОНКОЛЯ

No. 22

THE DIFFERENTIAL ROTATION AND THE LARGE-SCALE
MERIDIONAL MOTION OF THE STARS

BY
IMRE K. CSADA

BUDAPEST, 1949

TUDOMÁNYOS KÖNYVKIADÓ N. V.

MERIDIONÁLIS ÁRAMLÁS A FORGÓ CSILLAGOKBAN

Írta: CSADA IMRE KÁROLY

Jelen dolgozat a csillagok tengelyforgásával foglalkozik, figyelembe véve a meridionális áramlásokat, de elhanyagolva az elektromágneses hatásokat. Feltételezve azt, hogy a csillag turbulens állapotban van, a szerző az adiabatikus állapotegyenletet alkalmazta. A meridionális áramlás sebességének vektorpotenciálját, a tengelyforgás sebességét és ennek örvényeit (rotációját) differenciálegyenletek határozzák meg. Ezek megoldását a Fourier-elv alapján gömbfüggvények végtelen sorába fejtettük. A megvitatásból az következik, hogy a meridionális áramlás sebessége független adat, melyet a többi állandóval együtt (a csillag sugara, tengelyforgás sebessége stb.) kell megadnunk. Ez a következtetés azonban csak akkor helyes, ha elhanyagoljuk az elektromágneses hatásokat. A csillag tengelyforgása és mágneses tere közötti kapcsolatból arra következtethetünk, hogy a meridionális áramlás sebességét a mágneses tér erősségéből lehet levezetni.

THE DIFFERENTIAL ROTATION AND THE LARGE-SCALE MERIDIONAL MOTION OF THE STARS.

By *I. K. Csada.*

Extract. The present paper contains a discussion on the rotation of the stars considering the meridional currents but neglecting the electromagnetic effects. Assuming that the whole interior of the star is in turbulent state, the author applies the adiabatical equation of state. Differential equations are deduced for the vector potential producing the velocity of the meridional current and differential equations are deduced for rotational velocity and its vorticity. Their approximate solutions are reached by a series of spherical harmonics. As it is shown in the discussion, if we consider hydrodynamical effects only, the velocity of the meridional current is to be given together with the stellar structure. We have to conclude, that after having considered the electromagnetic effects, the velocity of the meridional current can be deduced from the strength of the magnetic-field, respectively from the angular velocity, if we suppose a relation existing between the last two.

1. Introduction. The axial rotation of the sun and stars, as observations confirm it, differs essentially from that of a rigid body. The vorticity of the velocity (curl of velocity), one of the most characteristic dates concerning the state of motion of a rotating rigid body, is a constant in direction and magnitude everywhere in space. This quantity is in the case of the sun and probably of all rotating stars a general function of space. Observations of the rotation of the sun's surface give us some idea about the distribution of this function. The angular velocity (i. e. the vorticity of the velocity) is in the polar areas considerably less than along the equator. Accordingly, the rotation of the stars is not characterised by the boundary condition of rigid bodies, where the adjacent particles cannot change their relative positions. Describing more generally the axial rotation, we assume, that neither direction nor magnitude of the vorticity of the velocity-field is constant. Its function of distribution is determined by mechanical, thermodynamical and electrodynamical conditions. However Euler's hydrodynamical equations are not suitable for the general discussion of the problem. We have to complete them with viscosity terms and we have to consider the electromagnetic forces too. Employing the turbulence theory the former problem can be solved, but considering the latter we encounter difficulties of principle. Namely, the reciprocal influences of the pure mechanical and electrodynamical forces are at present quite problematic. It is certain, that some relation exists between rotation and magnetism

of the stars, but until now no satisfactory theory can explain it. *Alfvén*¹ in his magneto-hydrodynamical theory assumes besides the motion of neutral particles also that of electrically charged particles (thermoelectric currents) and deduces hereby relations between rotating and magnetic phenomena. According to *Blackett's* theory² magnetic space is also generated by neutral mass-flux if it derives from rotation. However this new theory has only a very weak empirical basis. On the whole it leads to the completion of the hydrodynamical equations with Lorentz's law of forces and Maxwell's equations. As a result of these we arrive at *Alfvén's* magneto-hydrodynamics, which may thus be considered the latest form of drawing up this problem in the mathematical sense.

In the present paper we examine only the mechanical conditions of the rotation assuming that viscosity originates from the turbulent state.

2. Fundamental equations. Sketching out in general the axial rotation of the stars we assume that vorticity of the velocity is a general function of space. Let \mathbf{v} be the velocity and v_r, v_θ, v_φ its polar coordinates of space. Let us suppose that the system is independent of the coordinate φ , in that case we get for the polar coordinates of the vorticity :

$$\begin{aligned} c_r &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot v_\varphi) \\ c_\theta &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi) \\ c_\varphi &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (1)$$

where corresponding to $\text{rot } \mathbf{v} = \mathbf{c}$, the components of the vorticity (of the velocity) are c_r, c_θ, c_φ . In the case of axial rotation of a rigid body the vorticity is parallel to the rotational axis, therefore, its φ -component being perpendicular to the meridian plane is identically zero. On the other hand from (1) we can immediately find out that this is only possible in the case when the velocity has a component only in the meridian plane (r and θ components are zero). In the case of the stars, the velocity has components in the direction of all three coordinates. Consequently, to the former (circulatory) motion is added another motion which occurs only in the meridional plane (meridional current). The vorticity of the meridional current has a φ component only.

In the following, our object is to express \mathbf{v} explicitly. We take as bases the hydrodynamical equations of motion and the equation of continuity, so we can write in vectorial form :

$$\mathbf{v} \text{ grad } \mathbf{v} = \text{grad } V - \frac{1}{\rho} \text{ grad } P - \frac{A}{\rho} \text{ rot rot } \mathbf{v} \quad (2)$$

¹ Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik Bd. 29 A, No. : 11, 12 ; Bd. 29 B, No. 2.

² Nature, 159, 658 (1947).

$$\operatorname{div} \varrho \mathbf{v} = 0. \quad (3)$$

For future purposes we need also the equation of the conservation of energy, however, similarly to the equations of motion we have to transform it for the case of the turbulent state:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varrho E) + \operatorname{div} (\mathfrak{F} + E \varrho \mathbf{v}) + P \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (4)$$

Further we need Poisson's equation of gravitational potential:

$$\Delta V = -4\pi G \varrho \quad (5)$$

the equation of state and other equations concerning the internal structure.

The system being independent of φ only the r - and ϑ - velocity components producing meridional currents appear in (3). Let us denote the resultant of these two components (namely the velocity of the meridional current) with \mathfrak{w} so the equation of continuity takes the following form:

$$\operatorname{div} \varrho \mathfrak{w} = 0. \quad (6)$$

From this equation it follows in general that $\varrho \mathfrak{w}$ can be expressed by vector potential:

$$\varrho \mathfrak{w} = \operatorname{rot} \mathfrak{A} \quad (7)$$

Taking its rotation-operator (curl) we obtain a differential equation for the vector potential:

$$\Delta \mathfrak{A} = -\operatorname{rot} \varrho \mathfrak{w} \quad (8)$$

Transforming the right-hand side in accordance with a known vector-analytical formula and employing the equation (7) we have

$$\Delta \mathfrak{A} + [\operatorname{grad} \log \varrho, \operatorname{rot} \mathfrak{A}] = -\varrho \operatorname{rot} \mathfrak{w} \quad (9)$$

This vectorial equation gives in fact only one scalar equation for, since components r and ϑ of \mathfrak{A} and $\operatorname{rot} \mathfrak{w}$ are both identically zero. Making use of the relation $\operatorname{rot} \mathfrak{w} = \mathfrak{c}$ we obtain:

$$\Delta \mathfrak{A}_\varphi = \frac{\mathfrak{A}_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} - \frac{\partial \log \varrho}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mathfrak{A}_\varphi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \log \varrho}{\partial \vartheta} \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta \mathfrak{A}_\varphi) = -\varrho \mathfrak{c}_\varphi.$$

To the solution we need \mathfrak{c}_φ as a function of the coordinates, which we shall derive from the equation of motion in the next paragraph.

3. Mathematical development of the vorticity of the velocity. Let us take the rot of (2):

$$\operatorname{rot} (\mathbf{v} \operatorname{grad} \mathbf{v}) = - \left[\operatorname{grad} \frac{1}{\varrho}, \operatorname{grad} P \right] + \frac{A}{\varrho} \Delta \mathfrak{c}. \quad (10)$$

We can calculate \mathfrak{c}_φ from this equation if we know the left-hand side and the vectorial product on the right-hand side. To get \mathfrak{A}_φ we need only the φ component of \mathfrak{c} , which means that we need only the

φ component of the vectorial equation (10). In fact, in this case we use only the r and ϑ components of (2) to obtain the rotation.

The equation (10) is analogous to the equation deduced first by *Bjerkness* in 1921 while discussing the problem of rotation.¹ If we neglect the viscosity terms and the velocity of the meridional current as small compared with the velocity of the rotational motion, we get (10) in cylindrical coordinates :

$$2 v_z \frac{\partial \omega}{\partial z} = [\text{grad} \frac{1}{\rho}, \text{grad} P]$$

where the angular velocity ω is a function of space. In his theory of the meridional current *Randers* also used this equation as basis.² He was the first to prove that the vectorial product on the left-hand side cannot be zero. Namely, the angular velocity in this case is a function of the distance from the axis only, but this leads to very rigorous mechanical conditions and excludes the existence of the meridional current. The difficulty arises when the vectorial product on the left is zero, as in all such models where the pressure is only a function of density (polytropic and adiabatic models). Eddington's model, which describes the internal constitution of the stars in the first approximation, is one of them too. We have to suppose that pressure cannot be represented as a function of density only; it has to contain the temperature too.

In the case of the turbulence state A/ρ is a very large number therefore the last term of (10) cannot be neglected. On the other hand, the adiabatic relation between pressure and density is one of the conditions for the turbulent (convective) state. Although this concerns strictly non-rotating stars only, it still justifies us in neglecting the vectorial product instead of the last term.

We shall neglect certain terms on the right-hand side of (10) too. Making use of a known vector-analytical formula, we have :

$$v \text{ grad } v = - [v, \text{rot } v] + \frac{1}{2} \text{grad } v^2$$

On the other hand :

$$v = v_\varphi + w$$

and

$$\text{rot } v = \text{rot } v_\varphi + \text{rot } w = c_m + c_\varphi$$

thus we have :

$$[v, \text{rot } v] = [v_\varphi, c_m] + [v_\varphi, c_\varphi] + [w, c_m] + [w, c_\varphi]$$

v_φ and c_φ are parallel, therefore, the second term is zero, the fourth contains the velocity of the meridional current in second order only. Dropping them we get for the components of $[v, \text{rot } v]$:

¹ Geofysiske Publikasjoner II. Nr. 4. 1921.

² Ap. J. 94, 109 (1941).

$$[v, \text{rot } v]_r = [v_\varphi, c_m]_r = \frac{v_\varphi^2}{r} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_\varphi^2}{\partial r}$$

$$[v, \text{rot } v]_\vartheta = [v_\varphi, c_m]_\vartheta = \frac{v_\varphi^2}{r \operatorname{tg} \vartheta} + \frac{1}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi^2}{\partial \vartheta}$$

$$[v, \text{rot } v]_\varphi = [v, c_m]_\varphi.$$

Making use of these the φ component of the left-hand side of (10) is :

$$\operatorname{rot}_\varphi (v \operatorname{grad} v) = -\frac{1}{r \operatorname{tg} \vartheta} \frac{\partial v_\varphi^2}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial v_\varphi^2}{\partial \vartheta}.$$

Let us express v_φ with the angular velocity

$$v_\varphi = \omega r \sin \vartheta$$

so

$$\operatorname{rot}_\varphi (v \operatorname{grad} v) = -r \frac{\partial \omega^2}{\partial r} \sin \vartheta \cos \vartheta + \frac{\partial \omega^2}{\partial \vartheta} \sin^2 \vartheta$$

and the φ component of (10) :

$$\frac{A}{\varrho} \left(\Delta c_\varphi - \frac{c_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} \right) = r \frac{\partial \omega^2}{\partial r} \sin \vartheta \cos \vartheta - \frac{\partial \omega^2}{\partial \vartheta} \sin \vartheta. \quad (11)$$

If the angular velocity is constant, the right-hand side is zero and we can solve the equation easily :

$$c_\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} C_n P_n^{(1)} r^n \quad (12)$$

where C_0, C_1, C_2 are arbitrary constants. The solution however must be symmetrical to the equator, which means that n is an even number. So the simplest solution of (10) if $n = 2$:

$$c_\varphi = C_2 r^2 P_2^{(1)}.$$

In the general case only symmetry and conditions of continuity set limits for the solution of (12). These conditions are fulfilled in the interpolation formulae of the rotation of the sun's surface, at least for the coordinate ϑ , and therefore it is reasonable to choose them for starting. The interpolation formulae may generally be written as :

$$\omega = \omega_0 + \omega_2 \cos^2 \vartheta + \omega_4 \cos^4 \vartheta + \dots$$

where ω_0, ω_2 are constants. But ω is a function of r too, which means that $\omega_0, \omega_2, \dots$ must be functions of r . Let us suppose that we can expand ω in the following series :

$$\omega = \frac{A}{\varrho} \sum_{n=0}^{\infty} \omega_n \cos^n \vartheta \quad (13)$$

where w_n is a function of r and n runs over the even numbers. By squaring (13) we get the following series :

$$\omega^2 = \left(\frac{A}{\varrho}\right)^2 \sum_{n=0}^{\infty} b_n \cos^n \vartheta \quad (14)$$

where

$$b_n = \sum_{k=0}^n w_k w_{n-k}.$$

Let us insert (14) into the right-hand side of (11) :

$$\Delta c_\varphi - \frac{c_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A}{\varrho} \left[\left(n b_n + r \frac{\partial b_n}{\partial r} \right) \cos^{n+1} \vartheta \sin \vartheta + n b_n \cos^{n-1} \vartheta \sin \vartheta \right].$$

We can transform the right-hand side simply into a series arranged in terms of Legendre's associated functions. In fact we use the following formulae :

$$\sin \vartheta = P_1^{(1)}$$

$$\cos \vartheta \sin \vartheta = \frac{1}{3} P_2^{(1)}$$

$$\cos^2 \vartheta \sin \vartheta = \frac{1}{5} P_1^{(1)} + \frac{2}{3} P_3^{(1)}$$

$$\cos^3 \vartheta \sin \vartheta = \frac{1}{7} P_3^{(1)} + \frac{2}{35} P_5^{(1)}.$$

Thus we obtain from (12) :

$$\Delta c_\varphi - \frac{c_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A}{\varrho} f_n(r) P_n^{(1)} \quad (15)$$

where

$$f_2(r) = \frac{8}{21} b_2 + \frac{16}{63} b_4 + \dots + r \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{3} b_0 + \frac{1}{7} b_2 + \frac{5}{35} b_4 + \dots \right)$$

($f_n(r) = 0$, if n is an odd number).

Equation (15) may be solved by the following series :

$$c_\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A}{\varrho} \frac{C_n}{r} P_n^{(1)} \quad (16)$$

where n runs over the odd numbers only. C_n is a function of r and can be obtained from the following differential equation :

$$C_n'' - \frac{n(n+r)}{r^2} C_n = r f_{n+1}. \quad (17)$$

We get the solution by using the method of variation of parameters. Solving the reduced equation derived from (17) we get r^{n+1} and r^{-n} and so the complete solution free of singularity is:¹

$$C_n = -r^{n+1} \int_0^r \frac{r^{-n+1} f_{n+1}}{\Delta(r^{n+1}, r^{-n})} dr$$

where $\Delta(r^{n+1}, r^{-n})$ is the Wronskian of the two particular solutions :

$$\Delta(r^{n+1}, r^{-n}) = -2n-1$$

hence

$$C_n = \frac{r^{n+1}}{2n+1} \int_0^r \frac{f_{n+1}}{r^{n-1}} dr. \quad (18)$$

Calculating the vorticity, it is a question of great importance whether in the stellar interior c_φ has a constant sign or not. If the sign of c_φ is constant, the meridional current forms a single large-scale vortex-ring in the hemisphere, on the other hand, if its sign changes the current forms one or perhaps more systems of separate vortex-rings circulating in different directions. The formula (18) expresses only the existence of a relationship between c_φ and ω , therefore, we have to find further equations of condition for c_φ as well as for ω . Having examined all conditions we have to decide purely theoretically whether c_φ changes its sign or not.

4. Mathematical development of the distribution of pressure, density and temperature. It is known that the distribution of pressure, density and temperature of a star undergoes a change already in the case of uniform rotation. The change is easily explained by the centrifugal force. The mathematical apparatus to obtain the function of the distribution is also well known for the case of polytropic gas-spheres. Essentially the same apparatus is used in the case of differential rotation, if we neglect the meridional currents. In case of meridional currents, however, thermodynamical processes (heat-transport) appear too, simultaneously with pure mechanical processes (transport of momentum or vorticity). In the case of such currents energy is transported not only by radiation and (turbulent) convection, but by large-scale currents too. The distribution of temperature will not be rotationally symmetrical, but the temperature will be higher in the area of ascending currents (polar areas), and lower in that of descending currents. Density and pressure change similarly.

We shall start in our mathematical discussion from the equation of the energy. One of the conditions for a meridional current is the very high internal friction which can be explained only by the turbulent state of the star. So we have to alter the equation of conservation of energy in conformity with the „mixing length” hypothesis in the same manner as

¹ Ince : Ordinary differential equations (1926) p. : 122.

we have done with the mechanical equations. The equation of the energy for turbulent state will take the form:¹

$$\varrho \frac{dE}{dt} - \frac{P}{\varrho} \frac{d\varrho}{dt} + \operatorname{div} \left\{ \mathfrak{F} + c_p A \left[\left(\frac{dT}{dP} \right)_{ad} \operatorname{grad} P - \operatorname{grad} T \right] \right\} - \left(\frac{A}{\varrho} \operatorname{grad} V, \left(\frac{d\varrho}{dP} \right)_{ad} \operatorname{grad} P - \operatorname{grad} \varrho \right) = 0. \quad (19)$$

On the other hand, one sufficient condition of the aimed convective state is the adiabatic relation between pressure, density and temperature, so we have:

$$T\varrho^{1-\gamma} = c_1, \quad P\varrho^{-\gamma} = \frac{k}{\mu H} c_1, \quad P^{1-\gamma} T^\gamma = \left(\frac{k}{\mu H} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} c_1$$

where $\gamma = c_p/c_v$. It is easily seen that in this case the quantities in the brackets $[]$ are equal to zero and so (19) will be:

$$\varrho \frac{dE}{dt} - \frac{P}{\varrho} \frac{d\varrho}{dt} + \operatorname{div} \mathfrak{F} = 0. \quad (20)$$

In the case of stationary energy production $\partial E/\partial t$ is not zero, but it is a function of space only; we write:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \varepsilon(r, \vartheta).$$

If the mechanical state is also stationary, $\partial\varrho/\partial t = 0$ and the equation of energy is:

$$\varrho \varepsilon + (\varrho \mathbf{v}, \operatorname{grad} E) - \left(\frac{P}{\varrho} \mathbf{v}, \operatorname{grad} \varrho \right) + \operatorname{div} \mathfrak{F} = 0. \quad (21)$$

If we neglect the ionization energy, we get

$$E = \frac{3}{2} \frac{k}{\mu H} T + \frac{a T^4}{\varrho}$$

or making use of the adiabatic relations:

$$E = \frac{3}{2} \frac{k}{\mu H} c_1 \varrho^{\gamma-1} + a c_1^4 \varrho^{4\gamma-5}.$$

The radiation-flux \mathfrak{F} is proportional to the gradient of the temperature:

$$\mathfrak{F} = -c \operatorname{grad} T$$

where c is the conductivity. Let us insert these formulae into (21):

$$\varrho \varepsilon + \left(\left\{ \frac{3\gamma-5}{2} \frac{k}{\mu H} c_1 \varrho^{\gamma-1} + (4\gamma-5) a c_1^4 \varrho^{4\gamma-5} \right\} \mathbf{v}, \operatorname{grad} \varrho \right) = \operatorname{div} c \operatorname{grad} T$$

¹ *Astrophysica Norvegica* 4, 39 [1946].

The critical value of γ is $4/3$ when the left-hand side of the scalar product is nearly equal zero. For $\gamma = 5/3$ the first, for $\gamma = 5/4$ the second member equals zero. The first value is positive, the second negative. For stars γ equals cca 1.5 therefore the whole expression may be neglected in the first approximation. Further let us assume c constant in first approximation then the equation of energy becomes, also in the case of turbulent state :

$$-\frac{\varrho \varepsilon}{c} = \Delta T. \quad (23)$$

In fact we determine the distribution of density, pressure and temperature from the equation of motion by eliminating the gravitational potential. *Rosseland*¹ using Poisson's equation and the equation of the conservation of energy expressed the potential for the standard model as a function of T only and thus he obtained a general differential equation for the distribution of density in a short and elegant way. However, if c and ε are not constant this method can not be applied and it is more convenient to form the divergence of (2), eliminating the potential directly by means of the Poisson equation :

$$\operatorname{div}(\mathbf{v} \operatorname{grad} \mathbf{v}) = -4\pi G \varrho - \operatorname{div} \frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} P. \quad (24)$$

But this equation can be solved only if we know the distribution of the velocity. The function of the distribution thus derived has to satisfy another condition too imposed by (23) (i. e. heat has to be transported too, simultaneously with the mass-flux).

Using (22) and (23) we can express ϱ as a function of the distribution of velocity and with it we are able to eliminate ϱ from the differential equation (8) of the vector potential. Let us express P in (24) with the help of the adiabatic relation as a function of T :

$$\operatorname{div} \frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} P = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k}{\mu H} \Delta T$$

Using (23) we may eliminate ΔT and hence (24) takes the form :

$$\operatorname{div}(\mathbf{v} \operatorname{grad} \mathbf{v}) = -\left(4\pi G - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k}{\mu H} \frac{\varepsilon c_1}{c}\right) \varrho. \quad (25)$$

We get the right-hand side in the same way as in § 2 (we neglect the products of second order in the meridional current's velocity) :

$$\mathbf{v} \operatorname{grad} \mathbf{v} \approx \left(-\frac{v_\varphi}{r}, -\frac{v_\varphi}{r \operatorname{tg} \vartheta}, 0\right)$$

whence

$$\operatorname{div}(\mathbf{v} \operatorname{grad} \mathbf{v}) = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi^2) - \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\cos \vartheta v_\varphi)$$

¹ *Astrophysica Norvegica* 2, 173; 249 (1937).

Let us substitute $v_\varphi = \omega r \sin \vartheta$:

$$\operatorname{div} (v \operatorname{grad} v) = -2 \omega^2 - r \frac{\partial \omega^2}{\partial r} \sin^2 \vartheta - \frac{\partial \omega^2}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta$$

so (25) takes the form :

$$a \varrho = 2 \omega^2 + r \frac{\partial \omega^2}{\partial r} \sin^2 \vartheta - \frac{\partial \omega^2}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta \quad (26)$$

where

$$a = 4 \pi G - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{c_1 \varepsilon}{c}.$$

If we do not neglect the terms of higher order in $v \operatorname{grad} v$ the right-hand side contains also v_φ and v_ϑ beside ω^2 . Hence there is a complicated relation between density and the velocities which in the first approximation, after neglecting the terms containing the derivatives takes the form :

$$\varrho = \frac{2 \omega^2}{a}. \quad (26. a)$$

On the stellar surface the value of ϱ is equal to zero, consequently ω must be zero too, on the other hand if instead of neglecting the terms containing derivatives we put in their average values the following term will be added to the equation :

$$M_\omega = \frac{3}{4 r^3 \pi} \iiint \left(r \frac{\partial \omega^2}{\partial r} \sin^2 \vartheta - \frac{\partial \omega^2}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta \right) r^2 \sin \vartheta dr d\vartheta d\varphi.$$

Integrating with respect to ϑ and φ (putting $\omega^2 = \Sigma \left(\frac{A}{\varrho} \right)^2 b_n \cos^n \vartheta$)

we get :

$$M_\omega = \sum \frac{6}{(n+1)(n+3)} \left(b_n + \frac{n-3}{r_0^3} \int_0^{r_0} r^2 b_n dr \right)$$

which cannot be identically zero. So for (26. a) we get :

$$\varrho = M_\omega + \frac{2 \omega^2}{a}. \quad (26. b)$$

5. Mathematical development of the vector potential. No difficulty is encountered in calculating the vector potential \mathfrak{A} , on the basis of (9) if we know c_φ . The differential equation for the vector potential is :

$$\Delta \mathfrak{A}_\varphi - \frac{\partial \log \varrho}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mathfrak{A}_\varphi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \log \varrho}{\partial \vartheta} \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta \mathfrak{A}_\varphi) - \frac{\mathfrak{A}_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} = -\varrho c_\varphi. \quad (27)$$

We may eliminate ϱ by making use of (26). To carry out this calculation would take rather a long time, in approximation we omit from (26) as well

as from (27) the terms containing differential quotients of first order and thus the differential equation for the vector potential will take the form :

$$\Delta \mathfrak{A}_\varphi - \frac{\mathfrak{A}_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} = -\varrho \, c_\varphi. \quad (28)$$

The solution will be :

$$\mathfrak{A}_\varphi = - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A}{\varrho} \frac{A_n}{r} P_n^{(1)} \quad (29)$$

and we write :

$$\varrho \, c_\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} B_n P_n^{(1)} \quad (30)$$

where making use of $\varrho = \sum \varrho_n P_n$ and $c_\varphi = \sum \frac{A}{\varrho} \frac{C_n}{r} P_n^{(1)}$ we get :

$$B_1 = \frac{c_1}{r} \left(\varrho_0 - \frac{1}{5} \varrho_2 \right)$$

$$B_2 = \frac{c_3}{r} \varrho_0 + \frac{1}{5} \frac{c_1}{r} \varrho_2.$$

Putting (29) and (30) into (28) we get the following differential equation for A_n :

$$A_n'' - \frac{n(n+1)}{r^2} A_n = B_n \quad (31)$$

the solution (in the case of an infinitesimal rotation) will be :

$$A_n = \sum_k a_{nk} \varphi_{nk} (\kappa_{nk} r).$$

Let

$$B_n = \sum b_{nk} \varphi_{nk} (\kappa_{nk} r)$$

where we have the following differential equation for φ_{nk} :

$$\varphi_{nk}'' + \left(\kappa_{nk}^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right) \varphi_{nk} = 0 \quad (32)$$

and for the coefficients :

$$\kappa_{nk}^2 a_{nk} = b_{nk}. \quad (33)$$

6. Boundary conditions. It is a general characteristic of all rotating stars that the velocity-field has no component perpendicular to the surface of the star. This imposes a condition upon the vector potential of the velocity, which can be fulfilled only for certain values of the constants in the expression of the potential. It was shown by *Randers* that the condition so imposed upon the velocity-field is equivalent with the condition that the potential on the boundary of the meridional quadrant equals zero. Consequently φ_{nk} will be eigenfunction of the problem and κ_{nk} eigenvalue.

For the lowest eigenvalues κ_{n0} the eigenfunctions φ_{n0} have a zero value only on the boundary of the meridional quadrant. In this case the meridional current forms a single large-scale vortex-ring. For the second eigenvalue κ_{n2} has a zero value also inside the boundary of the meridional quadrant. Therefore, the hemisphere splits in two vortex-rings in which circulation runs in consequence of the vorticity in opposite directions. In the case of higher eigenvalues there are several, separate vortex-rings each circulating in the opposite direction to the next.

The boundary line of the meridional quadrant runs partly over the stellar surface. So the boundary conditions depend on the occasional form of the star. We have already mentioned in the foregoing that the form of the star undergoes a change in consequence of the rotation. Therefore, we can take into consideration the boundary conditions only after having previously solved the problem. In the case of an infinitesimal rotation it is easily seen that it is sufficient to apply the boundary condition to the undistorted sphere.

7. The velocity of the meridional current. On the basis of (6) using (20) and (23) we can express the velocity of the meridional current with the functions φ_{nk} and P_n :

$$\begin{aligned} \varrho v_r &= \frac{A}{\varrho} \sum_n \sum_k \frac{b_{nk}}{\kappa_{nk}^2} \frac{\varphi_{nk}}{r^2} n(n+1) P_n \\ \varrho v_\vartheta &= \frac{A}{\varrho} \sum_n \sum_k \frac{b_{nk}}{\kappa_{nk}^2} \frac{1}{r} \frac{d\varphi_{nk}}{dr} P_n^{(1)}. \end{aligned} \quad (34)$$

We do not know yet the coefficient b_{nk} in these expressions. To obtain it we use the φ component of the equation of motion, exhausting therewith the whole mechanical equation-stock of the problem. Of the first two equations of (2) we have so far used only one relation to calculate the vorticity, but we have to develop the distribution of density also from the mechanical equations. To get it we have to form the divergence of the equation of motion (2) and making use of Poisson's equation of the gravitational potential and of the equation of state, we obtain a differential equation for ϱ .

8. The determination of the φ component of velocity. The φ component of the equation of motion is:

$$(w, \text{grad } v_\varphi) + \left(v_r + \frac{v_\vartheta}{\tan \vartheta} \right) \frac{v_\varphi}{r} = \frac{A}{\varrho} \left(\Delta v_\varphi - \frac{v_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} \right). \quad (35)$$

We can eliminate the factor A/ϱ on the right-hand side by substituting

$\frac{A}{\varrho} v_r^*, \frac{A}{\varrho} v_\vartheta^*, \frac{A}{\varrho} v_\varphi^*$, for $v_r, v_\vartheta, v_\varphi$. We shall omit the asterisks in the following.

¹ For determination of the distribution of density in the case of uniform rotation and polytropic state, see M. N. 93, 390 (1933).

So the differential equation takes the form

$$F(v_\varphi) = \Delta v_\varphi - \frac{v_\varphi}{r^2 \sin^2 \vartheta} \quad (36)$$

where

$$F(v_\varphi) = (v, \text{grad } v_\varphi) + \left(v_r + \frac{v_\vartheta}{\text{tg } \vartheta}\right) \frac{v_\varphi}{r} \quad (37)$$

and the solution may be written as :

$$v_\varphi = \Sigma \Psi_n. \quad (38)$$

If we neglect the left-hand side in first approximation, the equation to be solved takes the form :

$$\Delta \Psi_0 - \frac{\Psi_0}{r^2 \sin^2 \vartheta} = 0 \quad (39)$$

and the solution will be :

$$\Psi_0 = \omega r P_1^{(1)} = \omega r \sin \vartheta$$

where ω (angular velocity) is constant. The second approximation is given by $\Psi_0 + \Psi_2$ and we obtain the following differential equation for Ψ_2 :

$$F(\Psi_0) = \Delta \Psi_2 + \frac{\Psi_2}{r^2 \sin^2 \vartheta}. \quad (40)$$

The n -th approximation will be given by the sum of the first n term of (32) and for Ψ_n we have the following differential equation :

$$F(\Psi_{n-1}) = \Delta \Psi_n - \frac{\Psi_n}{r^2 \sin^2 \vartheta}. \quad (41)$$

The solution of the differential equations (40) and (41) is given by the following series

$$\Psi_n = \Sigma \frac{R_{nl}}{r} P_n^{(1)}. \quad (42)$$

The left-hand side of (41) is developed in series of the spherical harmonics after Fourier's principle :

$$F(\Psi_{n-2}) = \Sigma Q_{nl} P_l^{(1)} \quad (43)$$

where

$$Q_{nl} = \int_0^\pi F(\Psi_{n-2}) P_l^{(1)} \sin \vartheta d\vartheta \quad (44)$$

and we have the following differential equation for R_{nl} :

$$R_{nl}'' - \frac{l(l+1)}{r^2} R_{nl} = r Q_{nl} \quad (45)$$

Q_{nl} leads to very complicated expressions, therefore, we calculate it only in the second approximation. In this approximation :

$$Q_{2l} = \omega_0 \int_0^\pi F(r \sin \vartheta) P_l^{(1)} \sin \vartheta d\vartheta \quad (46)$$

(45) may be solved by variation of parameters similarly to (18) :

$$R_{nl} = \frac{r^{l+1}}{2l+1} \int_0^r \frac{Q_{nl}}{r^{l-1}} dr \quad \text{or} \quad R_{nl} = -\frac{r^{-l}}{2l+1} \int_0^r r^{l+2} Q_{nl} dr \quad (47)$$

Let us insert (39) into (37) :

$$F(r \sin \vartheta) = 2 (v_r \sin \vartheta + v_\vartheta \cos \vartheta).$$

If we keep only terms of the first order in (34) :

$$\begin{aligned} \varrho v_r &= 3 \frac{b_{20}}{\kappa_{20}} \frac{1}{r^2} \varphi_{20} (3 \cos^2 \vartheta - 1) \\ \varrho v_\vartheta &= 3 \frac{b_{20}}{\kappa_{20}} \frac{1}{r} \frac{d\varphi_{20}}{dr} \sin \vartheta \cos \vartheta \end{aligned}$$

Inserting these and using the notation $\kappa_{20} r = r$, we have

$$F(r \sin \vartheta) = 3 \frac{\omega}{\varrho} b_{20} \left[\frac{\varphi_{20}}{r^{12}} (3 \cos^2 \vartheta - 1) \sin \vartheta + \frac{3}{r} \frac{d}{dr} \varphi_{20} \sin \vartheta \cos^2 \vartheta \right]$$

The expansion in series of spherical harmonics is easier if we develop only $\cos^2 \vartheta \sin \vartheta$ and $\sin \vartheta$ in Legendre's associated function of the first order and arrange the expression, so we get :

$$F(r \sin \vartheta) = \left[\frac{3}{5} \frac{1}{r} \left(\varphi' - 2 \frac{\varphi}{r} \right) P_1 + \frac{6}{5} \frac{1}{r} \left(\varphi' + 3 \frac{\varphi}{r} \right) P_3^{(1)} \right] \quad (48)$$

respectively :

$$\begin{aligned} Q_{21} &= \frac{3}{5} \frac{1}{r} \left(\varphi' - 2 \frac{\varphi}{r} \right) \\ Q_{23} &= \frac{6}{5} \frac{1}{r} \left(\varphi' + 3 \frac{\varphi}{r} \right) \end{aligned}$$

where :

$$\varphi = \frac{\omega}{\varrho} b_{20} \varphi_{20}$$

and by (47) if ϱ is constant :

$$\begin{aligned} R_{21} &= \frac{1}{5} r \varphi - \frac{4}{5} \frac{1}{r} \int_0^r r \varphi dr \\ R_{23} &= \frac{6}{35} r \varphi - \frac{6}{35} \frac{1}{r^3} \int_0^r r^3 \varphi dr \end{aligned} \quad (49)$$

Now from the theory of Bessel's functions :

$$\varphi_{20} = \left(\frac{3}{\kappa_{20}^2 r^2} - 1 \right) \sin \kappa_{20} r - \frac{3}{\kappa_{20} r} \cos \kappa_{20} r$$

Inserting it into (49) after integration we may express the φ component of the velocity in the first approximation :

$$v_{\varphi} = \left(\omega_0 r + \frac{R_{21}}{r} \right) P_1^{(1)} + \frac{R_{23}}{r} P_3^{(1)}$$

Instead of the spherical functions let us introduce the trigonometrical functions and let us arrange it according to powers of $\cos \vartheta$:

$$v_{\varphi} = r \sin \vartheta \left[\omega_0 + \frac{1}{r^2} \left(R_{21} - \frac{3}{2} R_{23} \right) + \frac{15}{2} \frac{R_{23}}{r^2} \cos^2 \vartheta \right] \quad (50)$$

hence the two functions w_0 and w_2 , we have introduced in order to express the angular velocity, are :

$$w_0 = \omega_0 + \frac{1}{r^2} \left(R_{21} - \frac{3}{2} R_{23} \right)$$

$$w_2 = \frac{15}{2} \frac{R_{23}}{r^2}$$

According to (13) the functions w_0 and w_2 are not sufficient to specify the angular velocity but more coefficients w_n of series (14) of the powers of \cos are necessary for this purpose. Coefficients of higher order may be obtained by successive approximations, making use of the approximate formula (48), we determine first c_{φ} and \mathfrak{U}_{φ} in the same way as outlined in §. 2, thereafter using them as in §. 5. we obtain another approximation formula for v_{φ} . But to carry out this procedure would lead to a very complicated numerical calculation. Therefore we have to be content to develop the approximate form of generalised laws from and formula. (48)

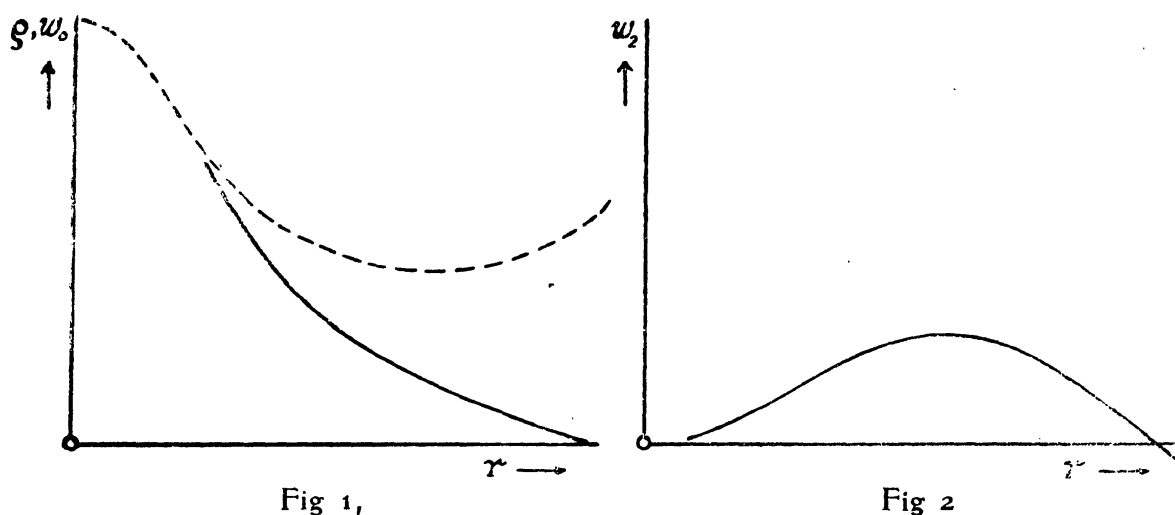
We examine reciprocal relations between the constants (κ_{20} , b_{20} , ω and A/ρ) as well as their relations to the other constants characterising the internal structure of the stars. The eigenvalue κ_{20} has been introduced by the eigenfunction φ_{20} . Taking the lower limit of the stellar atmosphere for the star's surface the boundary condition discussed in §. 6. cannot stand, for density on the surface of the star is not zero, it is not even constant, moreover it depends on the direction of the velocity of the large-scale current. Upon the star's surface ρc_{φ} is not zero and consequently the left-hand side of (31) is in general not equal to zero upon the surface of the star either. Thus it is not possible to develop it by means of orthogonal functions which are equal to zero on the surface. We have to choose the boundary condition so that the function φ_{20} should not be zero upon the surface, but their total sum formed in \mathfrak{U}_{φ} by the corresponding coefficients should

be zero, naturally in this case c_φ cannot be zero on the surface. It follows that to determine φ_{20} we have to know the surface value of c_φ and consequently the distribution of the angular velocity and the coefficient b_{20} .

Considering only pure mechanical effects b_{20} and ω_0 are independent constants. As a result of a long calculation b_{20} and ω disappear after integration. It can be assumed without any difficulty that the angular velocity represents a given date of the stellar structure like the radius of the star. But it is far more difficult to explain b_{20} as a constant given by the stellar structure. It is probably necessary to extend this theory further including the electromagnetic forces too. As we know from *Alfvén's* investigations in case of electromagnetic effects there can be only such differential rotations where the surfaces of constant angular velocity (isorotational surfaces) run along the magnetic lines of force. If this condition can be satisfied within the mechanical limits assumed in this paper, we can reduce the constant b_{20} to the magnetic moment i. e. to the angular momentum, hence, finally to the angular velocity.

A/ρ depends on the mechanical and thermodynamical stability of the stellar interior and has no relation to the rotation (its change may have). We have to regard it also as a constant given by the stellar structure, the value of which is about 10^{13} CGS units in the case of the sun.

9. The distribution of the angular velocity in the sun's interior. (48) provides a possibility to draw conclusions, from the distribution of the angular velocity on the sun's surface, for the angular velocity in the sun's interior. Disregarding the differential rotation we obtain the radial term of the angular velocity, which increases in the stellar interior. Its function of distribution is shown by the stressed curve of figure Nr. 1. Differential rotation varies also with r and its distribution is shown in figure Nr. 2.



From the equation of energy we may infer that ω and ρ are approximately proportional. The distribution of density is shown on figure Nr. 1. beside the angular velocity (dotted line) in the case of a non-rotating adiabatical model where $\gamma = 4/3$.

In the case of the sun we may calculate b_{20} if we compare (49) with Faye's interpolation-formula. So we obtain :

$$\frac{15}{2} \frac{\omega}{\varrho} \frac{b_{20}}{r} \frac{R_{23}(r_{\odot})}{r} = -0.4$$

and

$$r_{\odot} \omega_0 + \frac{\omega}{\varrho} \frac{b_w}{r^2} \left(R_{21}(r_{\odot}) - \frac{3}{2} R_{23}(r_{\odot}) \right) = 2.0$$

from which

$$\frac{b_{20}}{\varrho} = 0.1 \, r^3$$

We may calculate the angular velocity ($\dot{\vartheta}$) of the meridional current on the surface at $\vartheta = 60^\circ$

$$\dot{\vartheta} = 0.2 \cdot 10^{-10}$$

According to the observations of the sunspots the rate of the meridional and the horizontal angular velocity is :

$$\dot{\vartheta}/\omega = 0.38 \cdot 10^3$$

and its calculated value is :

$$\dot{\vartheta}/\omega = 0.01 \cdot 10^3$$

10. Notes concerning the generation of the sunspots and the solar cycle.

If the meridional current of a star has a definite distribution of velocity due to mechanical, thermodynamical and electrodynamical influences, the star can oscillate around this stability state similarly to the pulsation. Its state undergoes a change in consequence of the pulsation ; but there is no change of state through the oscillation of the rotation. As an illustration: the former corresponds to the longitudinal, the latter to the transversal oscillation of a rod. Accordingly the period of the pulsation is short (some days) that of the rotational oscillation is very long (several years).

The difference between the angular velocity of the equatorial zone and that of the polar areas changes also periodically with the change of the velocity of the meridional current. The atmosphere follows this state of motion with a difference of phase, as it does not take part in dynamical sense in the meridional current (it has no moment- and heat-transports). This means practically that the distribution of velocity has in approximation a discontinuity on the internal boundaries of the atmosphere. Possibilities are offered by this circumstance for the explanation of the generation of sunspots on pure mechanical sense, based on the turbulence theory. On the discontinuity surface (a very high velocity gradient) eddies are generated whose circulation depends statistically on the direction of the velocity gradient. The direction of the velocity gradient changes during a period.

At first, when the inner part is rotating faster, the direction of the gradient shows to the poles, in the second phase when the atmosphere took up already the velocity of the inner part and begins to move more slowly, the velocity gradient shows to the equator. Accordingly the circulation of the eddies changes twice during a period. The eddies are generated on the inner boundary surface of the atmosphere and the convective layer with its up-and-down streamings is situated over them. It is well known that vortex-free circulations may be generated very easily in the case of up-and-down streamings (e. g. water running out of a tube). It is quite probable that the eddies generated on the discontinuity layer arrive to the convective layer by means of the acceleration of these circulations. Therefore, in accordance with the observations sunspots are always generated from the dark, downward streaming particles of the intergranular region.

A kiadásért felelős: Lányi Ottó

1680. Franklin-nyomda N. V. Budapest VIII., Szentkirályi-utca 28. Felelős: Ketskés János.

MITTEILUNGEN
DER
KONKOLY STERNWARTE

ИЗВЕСТИЯ
АСТРОНОМИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ИМ. КОНКОЛЯ

BUDAPEST-SZABADSÁGHEGY

Nr. 23.

JULIA BALÁZS UND L. DETRE

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE PERIODEN- UND
LICHTKURVENÄNDERUNGEN VON KURZPERIODISCHEN
 δ CEPHEI-STERNNEN VI.
RW CANCRI

BUDAPEST, 1950

AKADÉMIAI KÖNYVKIADÓ N. V.

VIZSGÁLATOK RÖVIDPERIÓDUSÚ δ CEPHEI-CSILLAGOK PERIÓDUS- ÉS FÉNYGÖRBEVÁLTOZÁSAIRÓL. VI. RW CANCRI.

(Összefoglalás.)

A Konkoly Csillagvizsgáló Intézet 16 cm-es asztrográfiáján 1938-, 1939-, 1940- és 1950-ben RW Cancrri-ról 1210 felvételt készítettünk a csillag fényváltozásában mutatkozó rendkívüli jelenségek tanulmányozására. Eredményeink szerint a tizenháromórás főperiódussal járó fényváltozásokat egy közel 30 napos és egy 91 napos periódus befolyásolja. Ezek hatásaként a fénygörbe amplitudója 1 : 6 arányban változik.

A két új szekundér periódus mindegyike változik, jelenleg lassan nő. Lassú változásokat mutat a főperiódus is. Az összes eddig rendelkezésre álló adatok alapján a periódusváltozásra a következő formulát kaptuk:

$$P = 0^d.5471932 + 11^d.38 \times 10^{-10} (E - 5800) - 10^d.535 \times 10^{-6} \sin 0^{\circ}.0215 (E + 2260)$$

ahol E a 2421339 julián naptól számolja a periódusokat. A periódusváltás periodikus részének periódusa 25 év. Valószínű, hogy ezzel a periódussal is mutatkoznak igen kis amplitudójú fénygörbeváltozások.

Eredményeink szerint a csillag sok hasonlatosságot mutat egy régebbi munkánkban tárgyalt csillaghoz, RR Lyrae-hez. De RW Cancrri egyedülálló az eddig vizsgált rövidperiódusú δ Cephei-csillagok között a szekundér változások nagy amplitudója tekintetében.

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE PERIODEN- UND LICHT- KURVENÄNDERUNGEN VON KURZPERIODISCHEN δ CEPHEI-STERNEN VI. RW CANCRI.

Auf Grund von 1210 Aufnahmen für RW Cancri aus den Jahren 1938—40 und 1950 konnten wir zeigen, daß die Amplitude des Lichtwechsels von der Periode $0^d.547$ sich mit einer 29.9tägigen und einer 91.1tägigen Periode ändert. Durch die Zusammensetzung dieser sekundären Effekte ändert sich die Helligkeit des Maximums zwischen $10^m.74$ und $11^m.80$, die des Minimums zwischen $12^m.34$ und $12^m.55$. Die Intensitätsamplitude ändert sich im Verhältnis 1 : 5.8. Abb. 16. zeigt die verschiedenen Formen der Lichtkurve.

Die beiden sekundären Perioden sind veränderlich, und zwar nehmen sie gegenwärtig zu. Die Hauptperiode zeigt eine säkulare und eine periodische Veränderung, die Periode der letzteren beträgt 25 Jahre. Die Zeitpunkte der Maxima (t) lassen sich durch folgende Formel darstellen:

$$t = \text{J. D. } 2421339.380 + 0^d.5471932 \cdot E + 0^d.57 \times 10^{-9} (E - 5800)^2 + 0^d.028 \cdot \cos 0^\circ.0215 (E + 2260) + f(\psi, \chi)$$

wo $f(\psi, \chi)$ die durch die sekundären Perioden hervorgerufene Phasenschwankung des Maximums bezeichnet, in Abhängigkeit von den Phasen der beiden Perioden. f ist mit guter Näherung gleich der Summe der beiden in Abb. 16. dargestellten Schwankungen.

Der RR Lyrae-Stern RW Cancri ist nach *Zessewitsch* [8]* "the most remarkable of RR Lyrae-type stars". Trotzdem ist unsere gegenwärtige Kenntnis des Lichtwechsels dieses Sternes äußerst mangelhaft und kann wohl durch die Bemerkung *Zessewitschs* charakterisiert werden: „The state of things with the observations of this star is of a rather catastrophic nature”.

So viel ist durch die Beobachtungen von *Blažko* [4] bekannt, daß die Lichtkurve sehr starken und dabei, wie es scheint, regelmäßig periodischen Änderungen unterworfen ist. Für die Periode dieser Änderungen wurde von *Blažko* 87^d angegeben. Daneben ändert sich die ungefähr dreizehnstündige Hauptperiode in einer bis jetzt nicht geklärten Weise [3, 7, 8, 9].

Unsere Beobachtungen wurden zur Klärung der Eigenschaften dieses merkwürdigen Sternes angestellt.

Die Beobachtungen. In den Jahren 1938, 1939, 1940 und 1950 haben wir vom Stern am 16 cm-Astrographen insgesamt 1210 Aufnahmen erhalten. Die Aufnahmen wurden 3—4 Minuten auf Eastman 40-Platten exponiert und am Rosenbergschen Elektromikrophotometer ausgemessen. Die benutzten Vergleichsterne sind in Tab. 1. angegeben. Über deren Positionen orientiert Abb. 1. Die Größenangaben beruhen auf zwei Polübertragungen.

* Die in eckigen Klammern stehenden Zahlen sind Hinweise auf das Literaturverzeichnis am Schluss dieser Arbeit.

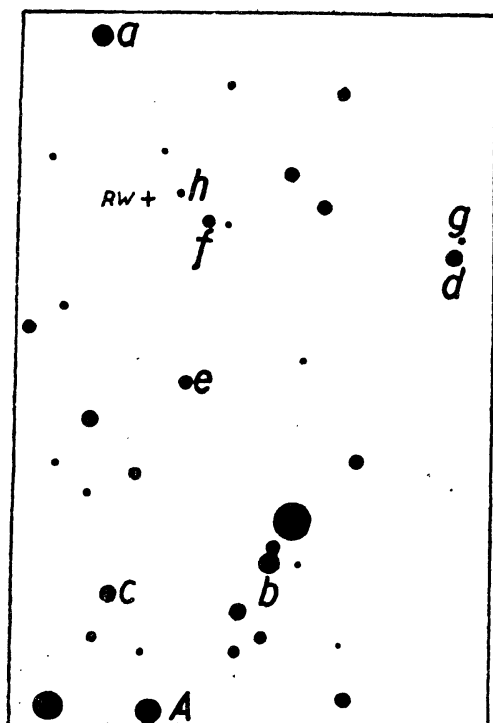


Abb. 1. Umgebungskarte für RW Cancri.

Tabelle 1. Vergleichsterne.

A	BD + 28° 1737	10 ^m .30	e	12 ^m .00
a	29° 1887	11.01	f	12.13
b	29° 1884	11.10	g	12.44
c	29° 1886	11.18	h	12.54
d	29° 1882	11.50		

Die für den Veränderlichen erhaltenen Größen und die heliozentrischen Zeitpunkte der Aufnahmen sind in Tab. 10. angeführt. Unsere Beobachtungen beschränkten sich auf den aufsteigenden Ast und auf das Maximum, manchmal ist auch das Minimum erfaßt worden.

Schon die Aufnahmen aus dem Jahre 1938 zeigten, daß die Lichtkurve beträchtlichen und raschen Veränderungen unterworfen ist. Die Periode dieser Änderungen ergab sich viel kürzer, als von *Blažko* vermutet wurde. Weiterhin zeigten schon die damaligen spärlichen Beobachtungen, daß die Änderungen der Lichtkurve in den verschiedenen Zyklen nicht

gleich verlaufen. Um Klarheit über den Verlauf dieser Änderungen zu schaffen, braucht man möglichst viele und dicht aufeinander folgende Maxima zu erhalten, — eine fast hoffnungslose Aufgabe bei dem hiesigen schlechten Winterwetter. Einigermaßen entsprechendes Material erhielten wir in 1940. In 1950 haben wir dann in den verhältnismäßig günstigen Frühlingsmonaten den Stern bei jedem klaren Wetter, auch bei nahestehendem Mond beobachtet. Da wir mit dem Plattenmaterial infolge der schweren Einkaufsverhältnisse äußerst sparen mußten, beschränkten sich die Aufnahmen bei Mondlicht auf das Maximum. Auf diese Weise haben wir in diesem Jahre ein ziemlich reichhaltiges Material für die Helligkeitsänderungen der Maxima erhalten.

In Abb. 2. geben wir die Einzelbeobachtungen für einige Maxima aus den Jahren 1938—40, während in Abb. 3 alle in 1950 erhaltenen Beobachtungen eingezeichnet sind. Insgesamt erhielten wir das Maximum oder den aufsteigenden Ast an 40 Abenden.

Beide Abbildungen zeigen die beträchtlichen Veränderungen der Lichtkurve. Manchmal ist das Maximum sehr schwach und flach, andersmal um mehr als eine Größenklasse heller und spitz. Die für die maximale Helligkeit erhaltenen Extremwerte sind 10^m.75 am J. D. 2433368, bzw. 11^m.81 am J. D. 2428951. Somit beträgt die Schwankung der Maximalhelligkeit im photographischen Lichte 1^m.06. Da sich ein wenig auch die Minimalhelligkeit ändert und zu den hellsten Maxima die Minimalhelligkeit 12^m.55, und zu den schwächsten Maxima die Minimalhelligkeit 12^m.34 gehört, beträgt im ersten Falle die Amplitude 1^m.80, im zweiten dagegen nur 0^m.49. Die Amplitude ändert sich also in Größenklassen ausgedrückt im Verhältnis 1 : 3.7, in Intensität sogar im Verhältnis 1 : 5.8. In Abb. 4. sehen wir nebenein-

Tabelle 2. Beobachtete Maxima.

<i>E</i>	<i>t</i> ⊙ 24289..	<i>t</i> ⊙— <i>R</i> (0 ^d 001)	Δt (0 ^d 001)	<i>t</i> ^{11.6}	<i>t</i> ^{11.6} — <i>R</i> (0 ^d 001)	<i>m</i> ^{max}	Δm (0 ^m 01)	ψ	χ	<i>t</i> $\varphi=0$
I3911	51.457:	+ 39:	— 6:	—	—	11.81:	+ 08	·038	·126	·4512
I3920	56.—	—	—	·3600	+ 177	11.50:	+ 02	·203	·180	·3756
I3922	57.472	+ 35	+ 3	·4519	+ 152	11.45	+ 08	·239	·192	·4705
I3933	63.473	+ 17	+ 1	·4492	— 66	10.92	+ 01	·440	·258	·4897
I3962	79.359	+ 34	+ 1	·3319	+ 74	11.43	+ 01	·970	·431	·3588
I3973	85.368	+ 24	— 4	·3397	— 39	11.20	— 05	·171	·497	·3780
24293..										
I4556	04.415:	+ 58:	+ 2	—	—	11.67	+ 07	·824	·991	·3965
I4565	09.340:	+ 58:	— 1	—	—	11.71	— 04	·988	·045	·3214
I4578	16.—	—	—	·4164	+ 185	11.50:	+ 09	·226	·123	·4348
I4662	62.392	+ 32	+ 1	·3614	+ 17	11.22	+ 02	·761	·626	·3999
I4673	68.420:	+ 41:	— 1	·3892	+ 104	11.58	+ 04	·962	·692	·4191
I4693	79.358:	+ 35:	+ 2	·3311	+ 84	11.30:	+ 07	·327	·812	·3631
24296..										
I5254	86.332	+ 34	0	·3068	+ 87	11.08	+ 02	·577	·174	·3430
I5258	88.518	+ 31	— 4	·4923	+ 55	11.13	00	·651	·198	·5317
I5263	91.258	+ 35	— 4	—	—	11.32	+ 05	·742	·228	·2678
I5287	704.401	+ 46	+ 5	·3690	+ 136	11.29	+ 02	·180	·372	·4005
I5309	16.416	+ 22	— 4	·3995	+ 58	10.78	— 01	·582	·503	·4390
I5318	21.351	+ 33	0	·3310	+ 126	11.09	— 02	·747	·557	·3638
I5320	22.449	+ 36	+ 1	·4228	+ 100	11.10	— 09	·783	·569	·4582
I5338	32.—	—	—	—	—	11.32:	— 13	·112	·677	·3078
I5360	44.333	+ 32	— 3	·3024	+ 18	11.05	00	·514	·809	·3462
24333..										
21948	49.304:	+ 95:	+ 5	·2812	+ 718	11.32:	— 13	·889	·288	·3007
21961	56.409	+ 86	— 3	·3885	+ 656	11.40	+ 05	·127	·366	·4144
21963	57.—	—	—	·4849	+ 676	11.33:	+ 03	·163	·378	·5088
21970	61.325	+ 77	— 0	·3019	+ 543	11.05	+ 01	·291	·419	·3392
21972	62.412	+ 70	— 3	·3940	+ 520	10.99	+ 04	·328	·431	·4336
21981	67.338	+ 71	+ 1	·3203	+ 536	10.81	+ 05	·492	·485	·3584
21983	68.433	+ 72	+ 2	—	—	10.75	— 02	·529	·497	·4528
21990	72.—	—	—	—	—	10.92:	00	·657	·539	·2834
21992	73.362	+ 76	+ 2	·3348	+ 489	11.02	+ 03	·693	·551	·3778
22001	78.—	—	—	—	—	11.35	00	·858	·605	·3027
22003	79.392	+ 87	— 1	·3726	+ 676	11.41	+ 01	·894	·617	·3971
22023	90.327	+ 78	— 3	·3091	+ 603	11.22	— 04	·260	·737	·3412
22034	96.—	—	—	—	—	11.01:	— 05	·461	·803	·3606
22045	402.375	+ 88	0	·3610:	+ 739:	11.44:	+ 19	·662	·869	·3798
22065	13.—	—	—	—	—	11.65	— 06	·027	·989	·3240
22076	19.348	+ 98	0	·3238	+ 737	11.38	— 08	·228	·055	·3433
22087	25.—	—	—	·3366	+ 674	11.10:	— 01	·429	·121	·3625
22098	31.370	+ 82	+ 3	·3489	+ 606	11.02	— 08	·630	·187	·3818
22109	37.386:	+ 79:	— 8	·3730	+ 656	11.41	+ 01	·831	·252	·4010

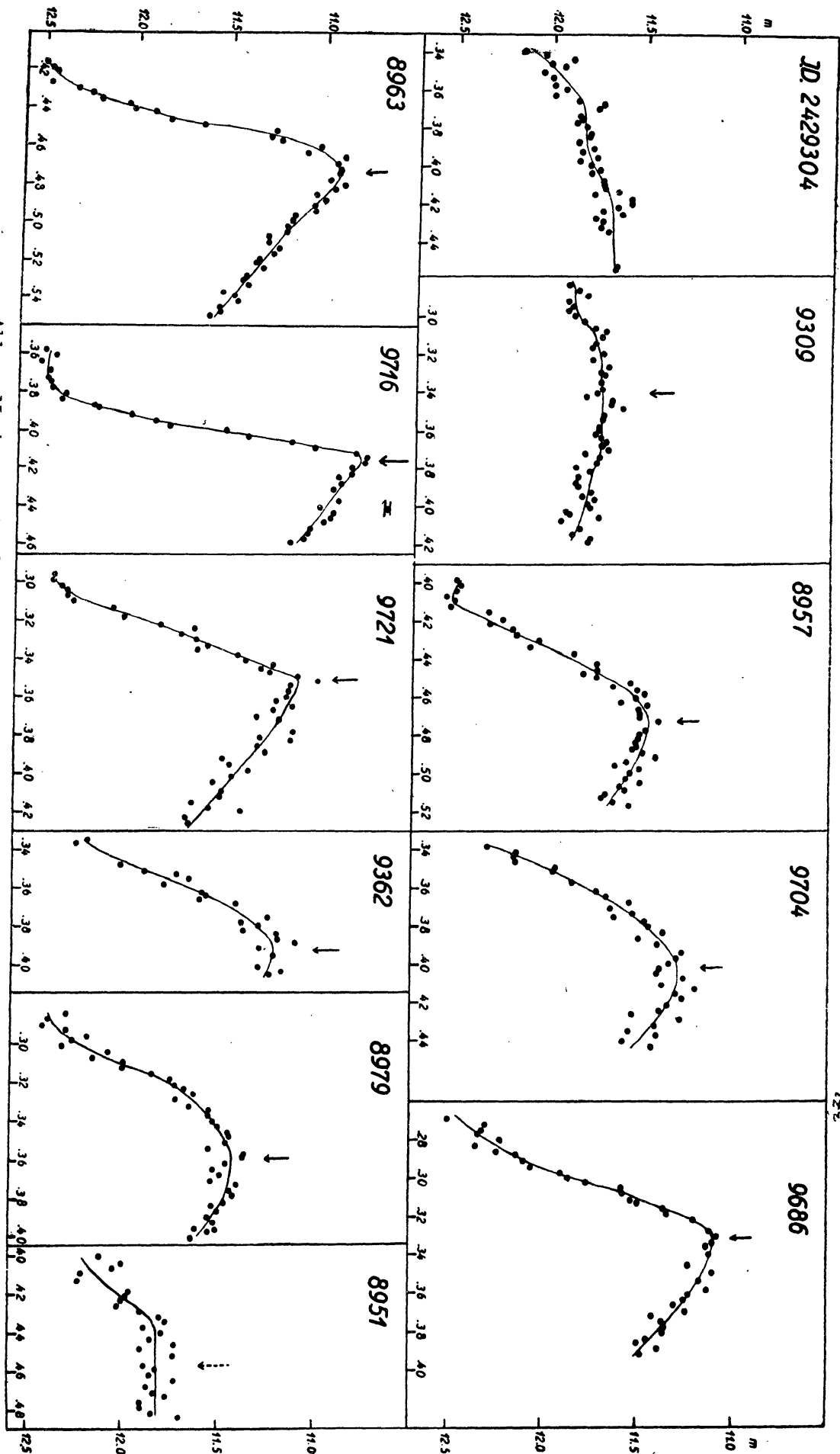


Abb. 2. Maxima aus den Jahren 1938—40. Die Pfeile geben die Zeitpunkte der Maxima an.

Abb. 3. Die im Jahre 1950 beobachteten Maxima.

ander die Intensitätskurven für zwei gut durchbeobachtete Maxima, die nahe die beiden Extremfälle darstellen.

Tabelle 2. und die Abbildungen 5. bis 7. geben Näheres über die von uns beobachteten Maxima. Die Helligkeiten der Maxima (m^{max}) sind in der 7. Spalte der Tabelle und in dem oberen Teile der Diagramme enthalten. Der Epochenzählung und den $(B-R)$ -Werten liegt die Formel

$$t = J. D. 2421339.413 + 0.5471932. E \quad (I)$$

zugrunde.

Die beobachteten Zeitpunkte der Maxima in der zweiten Spalte sind für die schwachen, flachen Maxima sehr unsicher. Die Zeitpunkte für die Helligkeit $11^m.6$,

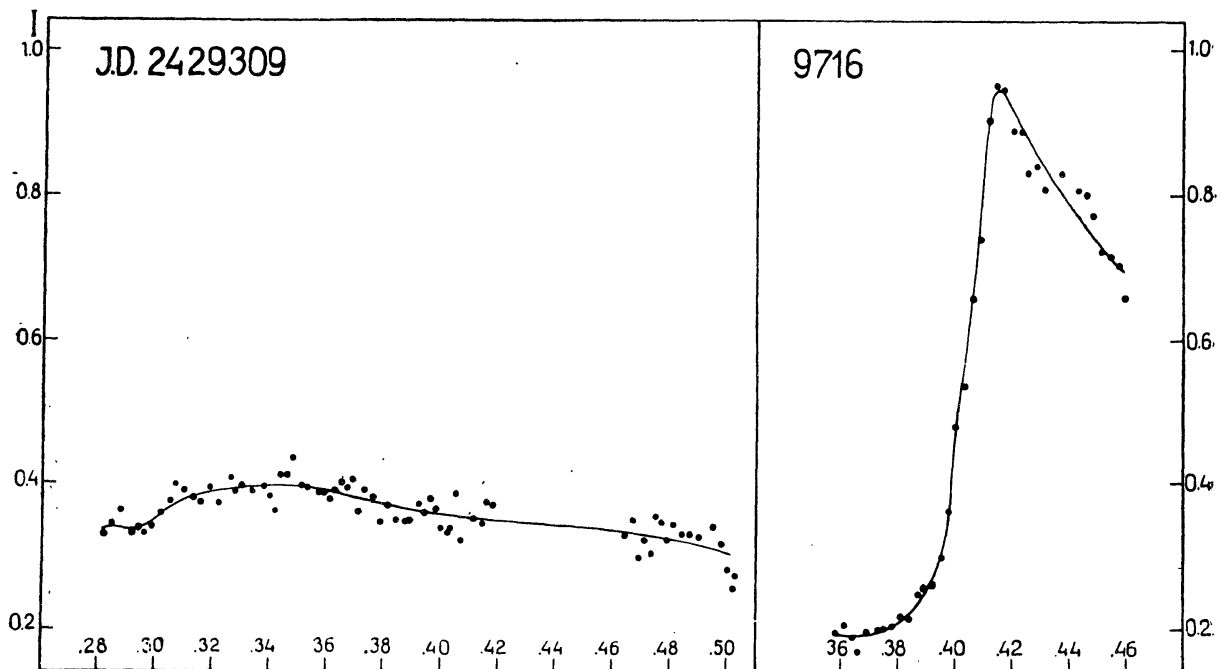


Abb. 4. Intensitätskurven für zwei extreme Maxima. (Einheit der Intensität = $10^{m.70}$.)

die ungefähr die mittlere Helligkeit des Sternes ist, sind in der 5. Spalte angegeben. Aber diese Helligkeit wird im Falle der schwächsten Maxima überhaupt nicht erreicht. Die Schwankung der Zeitpunkte hat aber eine umso kleinere Amplitude, je kleinere Helligkeit gewählt wird. In den Abbildungen 5. bis 7. sind die $(B-R)$ -Werte auch für $11^m.9$ eingezeichnet

Die 30 tägige sekundäre Periode. Die Abbildungen 5. bis 7. zeigen, daß die Änderungen der maximalen Helligkeit und die der $(B-R)$ -Werte eine Periodizität von etwa 55 Epochen, gleich 30 Tagen aufweisen. Die Minima der m^{max} -Kurven fallen nahe mit den Maxima der $(B-R)$ -Kurven zusammen.

Zu einer genaueren Bestimmung dieser sekundären Periode benutzen wir die Kurven für m^{max} . In Tab. 3. sind die Epochen für die extremen Werte von m^{max} zusammengestellt. Hier bezeichnet e die Anzahl der Zyklen der 30tägigen Schwankung von $E = +13936$ an gererechnet, die einem Maximum der m^{max} -Kurve entspricht.

Für die Minima der m^{max} -Kurve hat e einen halben Wert, da sie ungefähr in die Mitte zwischen zwei Maxima fallen.

Tabelle 3. Extremwerte von m^{max}

E	m^{max}	e	$B-R$ (2)	E	m^{max}	e	$B-R$ (2)
13910:	11 ^m .81	—	0 ^p .5 + 1 ^p .1	15332	11 ^m .38	+	25 ^p .5 + 0 ^p .1
13936	10.88		0.0 — 0.3	21957	11.48		146.5 + 2.9
13962	11.44	+	0.5 — 1.7	21982	10.77		147.0 + 0.5
14565	11.75		11.5 — 0.6	22010	11.54		147.5 + 1.2
14677	11.64		13.5 + 1.9	22035	11.02		148.0 — 1.2
15275	11.55		24.5 — 2.2	22060	11.71		148.5 — 3.6
15306	10.75		25.0 + 1.5	22091	11.00		149.0 + 0.1

Nach der Methode der kleinsten Quadrate erhielten wir für die Epochen der maximalen Maxima (E_M) die Formel:

$$E_M = 13936.3 + 54^p.729 \cdot e \quad (2)$$

$$\pm 7 \quad \pm 7 \text{ (m. F.)}$$

Die Reste sind in der letzten Spalte der Tab. 3. zusammengestellt.

Danach beträgt die Periode der Veränderungen der Lichtkurve (p) zur Zeit unserer Beobachtungen, wenn wir die Hauptperiode $0^d.5472$ mit P bezeichnen

$$p = 54.73 \quad P = 29^d.95 \quad (3)$$

Diese sekundäre Periode hätte man, wie Abb. 8. und 9. zeigen, auch aus den Beobachtungen von *Blažko* [4] finden können, hätte nicht *Blažko* für das Maximum $E = +64$ eine zu geringe Helligkeit erhalten. Nun wurde dieses Maximum am Ende des Monats Mai (25. Mai 1917) in Moskau beobachtet. Der Zeitpunkt des Maximums ist von *Blažko* nicht angegeben, man erhält aber nach (1) $t = J. D. 2421374.433$ und nach Abb. 8. $(B-R) \sim -0.10$. Der Zeitpunkt des Maximums kann also mit weniger Unsicherheit auf .423 gelegt werden. Zu dieser Zeit war aber die Zenitdistanz des Sternes 79° , womit die Unsicherheit der Beobachtung genügend zu Tage gelegt ist.

In Abb. 8. und 9. sind die ausgleichenden Kurven ziemlich willkürlich gezogen worden. Wir wollten nur zeigen, daß der 30tägige Zyklus in den Beobachtungen enthalten ist. Dabei ergibt sich ungefähr dieselbe Phasenbeziehung zwischen der m^{max} -Kurve und der $(B-R)$ -Kurve, wie für unsere Beobachtungen und auch die stark veränderliche Gestalt der 30tägigen Zyklen tritt deutlich hervor. In Abb. 9. ist ein Teil der $(B-R)$ -Kurve von beiden Beobachtern erfaßt. Für die schwachen Maxima ergeben sich große Abweichungen zwischen den zwei Beobachtern, was bei dem flachen Verlauf der schwachen Maxima gar nicht verwunderlich ist. In der Tat konvergieren die Beobachtungen mit der Zunahme der Helligkeit der Maxima zu demselben Wert.

Die Veränderlichkeit von p . Die Darstellung der extremen Maxima durch (2) ist, wie Tab. 3. zeigt, vorzüglich, besonders wenn man bedenkt, daß die Längen der

einzelnen Zyklen durch eine andere, die Veränderlichkeit der Zyklen hervorrufende Periode beeinflusst werden. Nun ist der Wert von p aus einem Zeitintervall von 13 Jahren bestimmt worden. Wäre p konstant, so müßte Formel (2) auch noch die etwa 20 Jahre zurückliegenden Beobachtungen von *Blažko* und *Hoffmeister* darstellen. Ein sehr sicherer Maximalwert von m^{max} ergibt sich aus *Blažkos* Beobachtungen für $E = +5$. Dagegen führt (2) zu den Epochen $+35^p.1$ bzw. $-19^p.6$, je nachdem $e = -254$ oder $e = -255$ genommen wird. In beiden Fällen ist $B-R(2)$ sehr groß, im ersten Falle $-30^p.1$, im zweiten $+24^p.6$. Der erste Fall entspricht einer

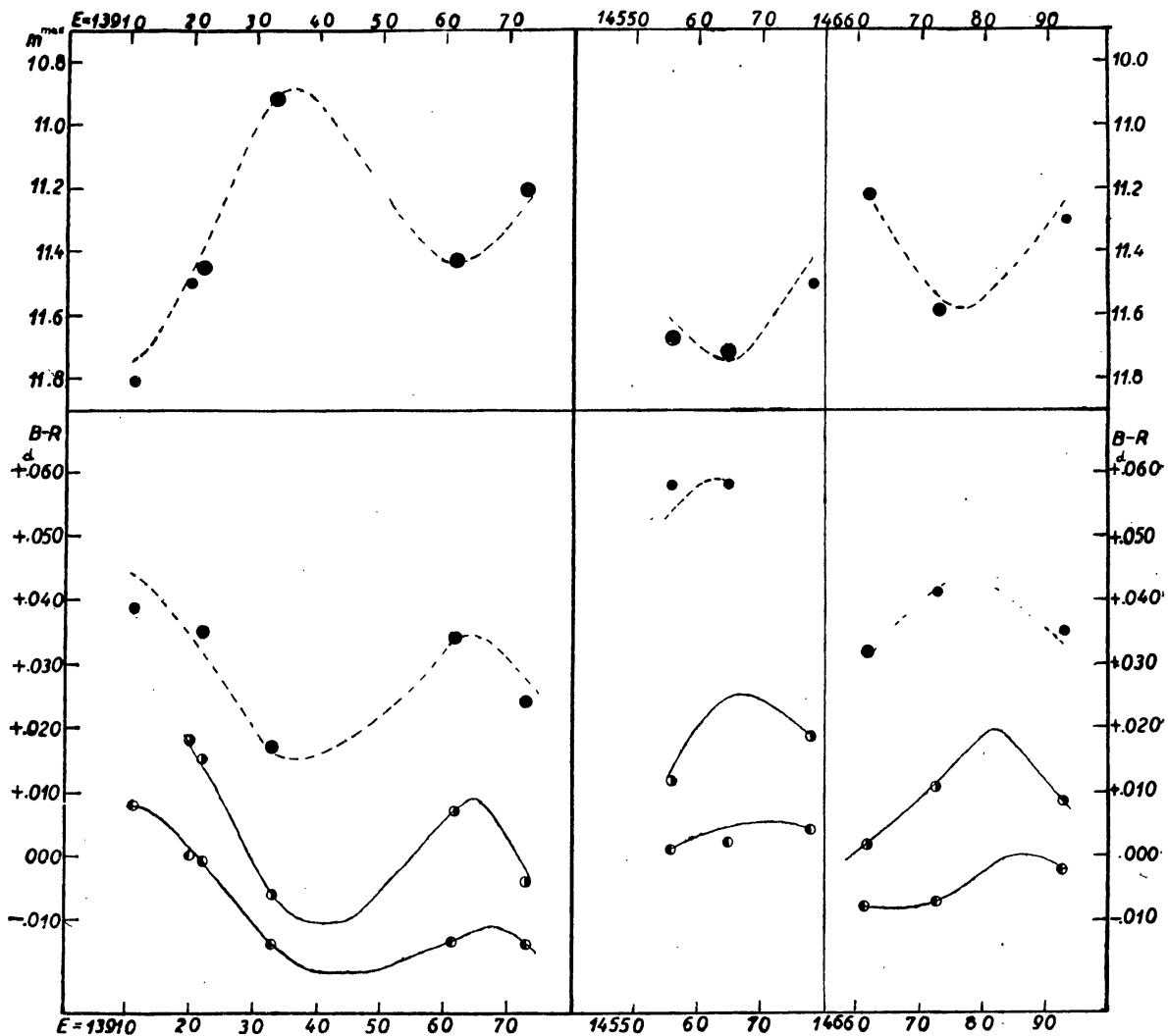


Abb. 5. Oberer Teil: Änderung der Maximalhelligkeit mit der Epochenzahl. Die ausgleichende Kurve ist nach Formel (13) gezeichnet worden. Unterer Teil: 1. Änderung der Zeitpunkte der Maxima. Ausgleichende Kurve nach Abb. 11. 2. Änderung der Zeitpunkte, zu denen der Stern bei steigender Helligkeit die Größe $11^m.6$ erreicht (●). 3. Änderung der Zeitpunkte, zu denen der Stern bei steigender Helligkeit die Größe $11^m.9$ erreicht (○). Die Kurven für 2. und 3. sind keine berechneten Kurven.

Abnahme, der zweite einer Zunahme von p mit der Zeit. Nun können aus den $(B-R)$ -Werten in Abb. 8. und 9. noch die Epochen $E_M = -157$ und $E_M = +605$ abgeleitet werden, zu denen m^{max} ein Maximum hat, entsprechend unserem Resultat, daß die Minima der $(B-R)$ -Kurve mit den Maxima der m^{max} -Kurve zusammenfallen. Dies ergibt ein Epochenintervall von 762^p für 14 Zyklen. So ergibt sich $p = 54^p.4$

zur Zeit der Beobachtungen von *Blažko* und *Hoffmeister*. p war also damals kürzer als zur Zeit unserer Beobachtungen. Zu $E = +5$ muß also $e = -255$ gewählt werden.

Die sekundäre Periode p nimmt also mit der Zeit zu. Dieser Änderung kann durch Hinzufügung eines quadratischen Gliedes zu (2) Rechnung getragen werden. Wir erhielten:

$$E_M = 13935^p \cdot 1 + 54^p \cdot 729 \cdot e + 0^p \cdot 00024 (e-80)^2 \quad (4)$$

p ändert sich also mit e nach der Formel

$$p = 54^p \cdot 729 + 0^p \cdot 00048 (e-80). \quad (5)$$

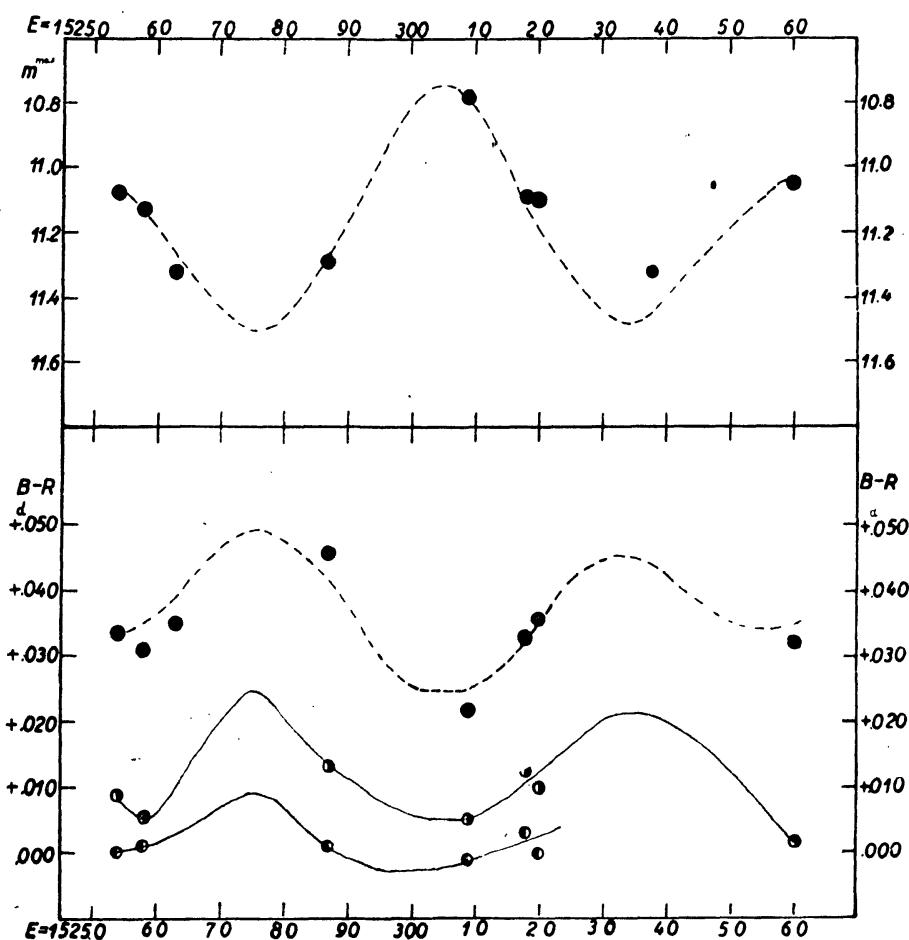


Abb. 6. Fortsetzung zur Abb. 5.

Die Zunahme beträgt danach seit den Beobachtungen von *Blažko* und *Hoffmeister* bis zur Zeit unserer letzten Beobachtungen $0^p \cdot 20 = 0^d \cdot 109$.

Da die Formeln (2) und (4) für die Zeitpunkte unserer Beobachtungen höchstens um $0^p \cdot 3$ voneinander abweichen, wird p bei der weiteren Diskussion unserer eigenen Beobachtungen als konstant betrachtet.

Die 91tägige sekundäre Periode p' . Die Abb. 5. bis 7. zeigen, daß die Gestalt der 30tägigen Zyklen in der m^{\max} - und der $(B-R)$ -Kurve stark veränderlich ist. Diese Veränderungen scheinen aber wieder nach einem bestimmten Gesetz periodisch

abzulaufen. Zieht man die Enveloppen über die Maxima bzw. Minima der m^{max} - und der $(B-R)$ -Kurve, so erhält man je zwei sinusförmige Kurven, die zueinander nahe parallel verlaufen. Die Phasenbeziehung zwischen den Enveloppen der m^{max} -Kurve einerseits und den Enveloppen der $(B-R)$ -Kurve andererseits ist dieselbe, wie für den 30tägigen Zyklus: liegen die Helligkeiten der Maxima höher, so liegen die $(B-R)$ -Werte niedriger und umgekehrt. Die sinusförmigen Enveloppen scheinen eine Periodizität von ungefähr dem Dreifachen von p aufzuweisen.

Die genauere Bestimmung der neuen Periode p' geschah ebenfalls mit Hilfe der m^{max} -Kurve. Die beiden Enveloppen dieser Kurve haben eine konstante Distanz

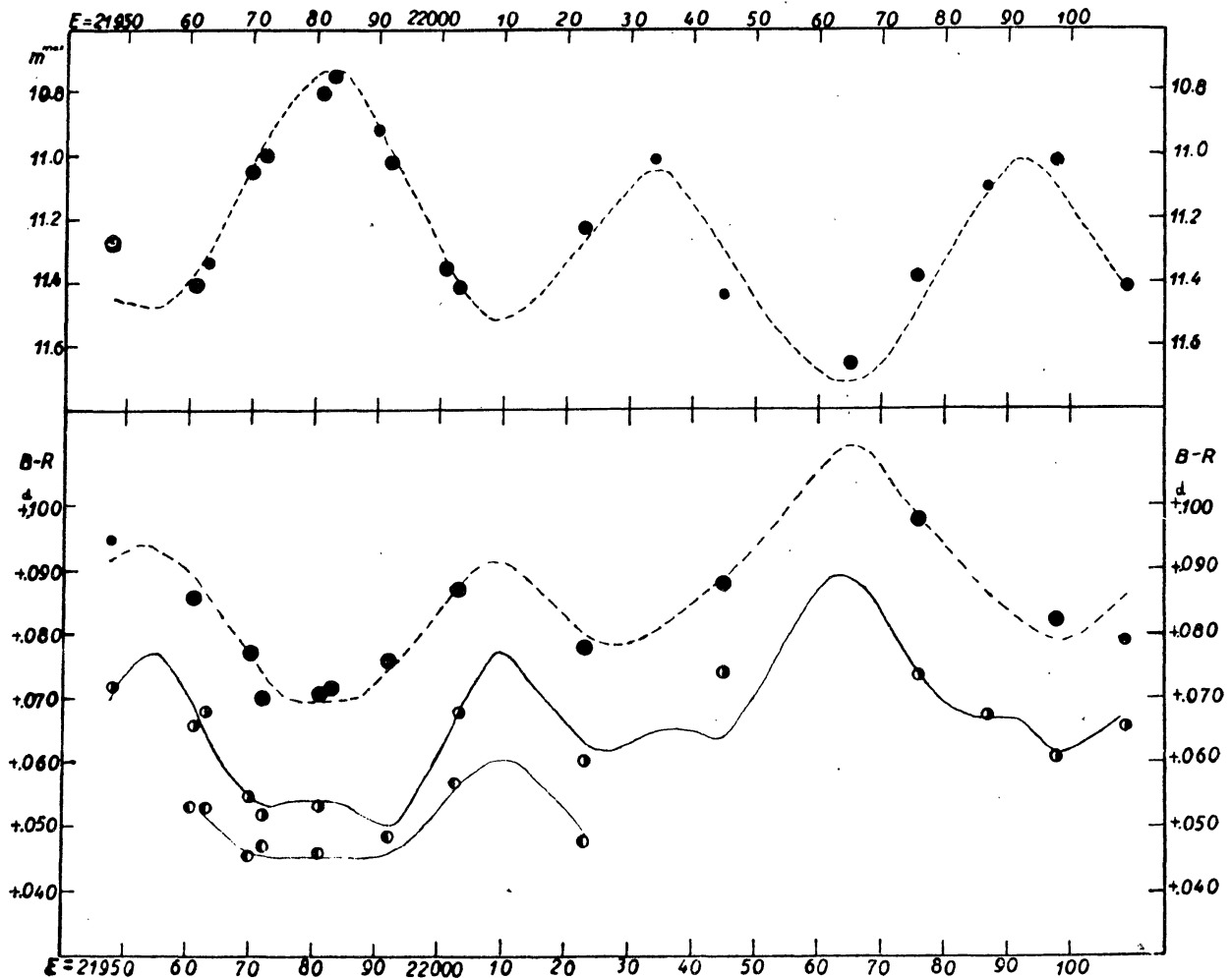


Abb. 7. Fortsetzung zur Abb. 6. Die ausgleichende Kurve für die $t^{11.6}$ -Werte ist nach Formel (18) berechnet worden.

von $0^m.62$ voneinander. Dies entspricht der totalen Amplitude der 30tägigen m^{max} -Änderungen. Der Mittelwert der maximalen Helligkeit beträgt etwa $11^m.25$. Danach versuchten wir den 30tägigen Zyklus in den m^{max} -Werten durch die Formel:

$$m^{max} = 11^m.25 - 0^m.31 \cos \frac{2\pi}{p} (E - 13936.3) = 11^m.25 - 0^m.31 \cos 6^{\circ}58' (E - 13936.3) \quad (6)$$

zu eliminieren, indem aus den beobachteten m^{max} -Werten die aus (6) sich ergebenden

Tabelle 4. Die von Blažko und Hoffmeister beobachteten Maxima.

E	t 242...	$B-R(1)$ (0 ^d 001)	m^{max}	ψ	χ	Beobach- ter
— 711	0950.320	— 39	—	.33	.25	<i>H</i>
— 700	0956.382	+ 4	—	.53	.31	«
— 698	0957.484	+ 12	—	.56	.33	«
— 649	0984.295	+ 10	—	.46	.62	«
— 636	0991.410	+ 12	—	.70	.70	«
— 161	1251.300	— 15	—	.46	.55	«
— 159	1252.401	— 8	—	.50	.57	«
— 152	1256.215	— 25	—	.62	.61	«
— 150	1257.330	— 4	—	.66	.62	«
— 117	1275.395	+ 4	—	.26	.82	«
— 108	1280.330	+ 14	—	.43	.87	«
— 106	1281.424	+ 13	—	.47	.88	«
— 55	1309.336	+ 19	9.6	.40	.19	<i>B</i>
0	1339.415	+ 2	9.0	.41	.52	«
+ 20	1350.355	— 2	9.4	.77	.64	«
+ 31	1356.385	+ 9	9.6	.97	.70	«
+ 40	1361.301	0	9.6	.14	.76	«
+ 51	1367.313	— 7	9.5	.34	.82	«
+ 64	1374.—	—	9.7	.58	.90	«
+ 422	1570.330	+ 1	9.5	.13	.04	«
+ 528	1628.—	—	9.6	.07	.07	«
+ 570	1651.—	—	9.8	.83	.93	«
+ 581	1657.333	+ 1	9.6	.04	.99	«
+ 592	1663.345	— 6	9.4	.24	.06	«
+ 592	.370	+ 19	—	.24	.06	<i>H</i>
+ 596	1665.550	+ 10	—	.31	.08	«
+ 605	1670.450	— 15	—	.47	.14	«
+ 656	1698.364	— 8	9.5	.90	.44	<i>B</i>
+ 1625	2228.—	—	9.5	.16	.28	«
+ 1895	2376.297	— 47	8.9	.11	.90	«

abgezogen wurden. Die so erhaltenen Reste sollten den zweiten Zyklus mit der Periode p' darstellen. Tatsächlich erhielten wir für diese in Abhängigkeit von E sinusförmige Kurven mit der Amplitude von etwa 0^m.18. Zur Bestimmung von p' haben wir die Mitte des aufsteigenden bzw. absteigenden Astes der einzelnen Zyklen benutzt. Die zu diesen Punkten gehörenden Epochen E' sind in Tab. 5 angeführt. e' bezeichnet die Anzahl der Zyklen von der Periode p' . Für die aufsteigenden Äste hat e' ganzzahlige Werte; die halben e' -Werte stehen für die absteigenden Äste.

Nach der Methode der kleinsten Quadrate erhielten wir für die E' die Formel:

$$E' = 13928^p.6 + 166^p.87 \cdot e' \quad (7)$$

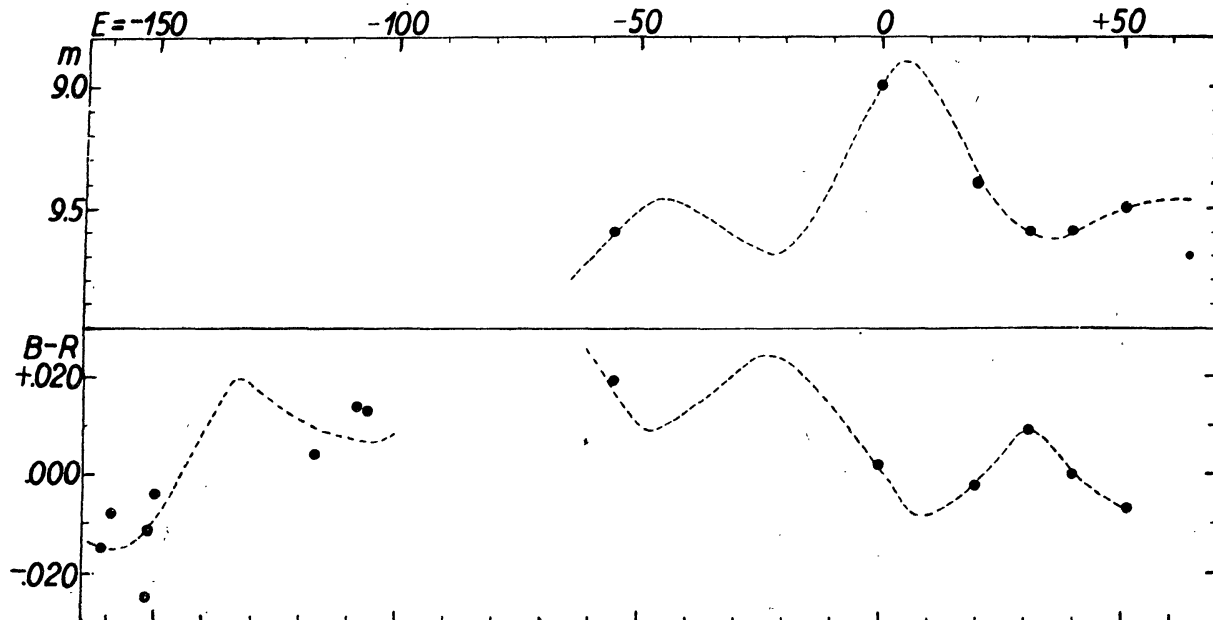
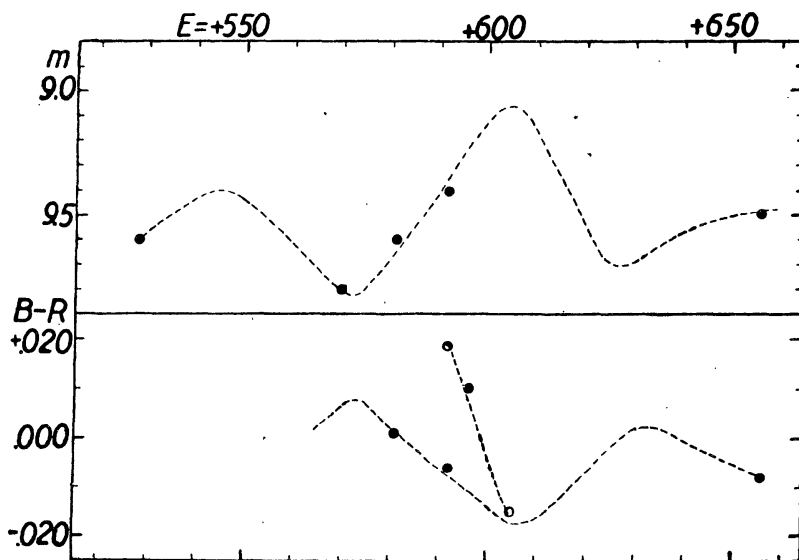
$$\pm 3.1 \quad \pm .11 \quad (\text{m. F.})$$

Somit beträgt die Periode der Änderungen der 30tägigen Zyklen

$$p' = 166.87 \quad P = 91^d.13$$

Tabelle 5. E' -Werte zur Bestimmung von p' .

E'	e'	$B-R(7)$	E'	e'	$B-R(7)$
13930	0	+ 1.4	15348	8.5	+ 1.0
14671	4.5	- 8.5	22022	48.5	0.0
15270	8	+ 6.4	22105	49	- 0.5

Abb. 8. Änderung der maximalen Helligkeit und des Zeitpunktes des Maximums nach den visuellen Schätzungen von *Blažko* und *Hoffmeister* zwischen den Epochen $E = -161$ bis $+64$.Abb. 9. Änderung der maximalen Helligkeit und des Zeitpunktes des Maximums zwischen den Epochen $+528$ bis $+656$. Volle Kreise bezeichnen die Beobachtungen von *Blažko*, leere Kreise diejenigen von *Hoffmeister* [3].

Es ist interessant, daß auch bei RR Lyrae die 41tägige sekundäre Periode nach *Walravens* photoelektrischen Beobachtungen (BAN XI. 17. 1949.) durch eine

dreimal längere Periode von 123^d beeinflußt wird. Dabei besteht aber ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Sternen. Bei RR Lyrae ist nämlich die längere sekundäre Periode nach *Walraven* die Periode einer Schwebung, die durch die Interferenz der Perioden von 41^d und $61^d.5$ zustande kommt. Dementsprechend verlaufen z. B. die beiden Enveloppen der m^{max} -Kurve für RR Lyrae nicht parallel zueinander, wie bei RW Cancri, sondern sind in Phase um 180° gegeneinander verschoben. Bei RW Cancri ist dagegen die 9tägige Periode keine Schwebungsperiode.

Veränderlichkeit von p' . Ziehen wir auch die Beobachtungen von *Blažko* und *Hoffmeister* in Betracht, so erhalten wir nach einer ähnlichen Betrachtung, wie vorher für p angestellt wurde, daß auch p' zunimmt. Diese Zunahme kann durch die Formel

$$E' = 13929^p.3 + 166^p.87 e' + 0^p.0037 (e' - 28)^2 \quad (8)$$

dargestellt werden. p' ändert sich also mit e' nach der Formel

$$p' = 166^p.87 + 0^p.0074 (e' - 28) \quad (9)$$

Da die Abweichung zwischen (7) und (8) zur Zeit unserer Beobachtungen sehr klein ist, wird p' bei der weiteren Diskussion unserer eigenen Beobachtungen als konstant betrachtet.

Es muß hervorgehoben werden, daß, obgleich die Veränderlichkeit der beiden sekundären Perioden sichergestellt ist, das säkulare Glied in (4) und besonders in (8) sehr unsicher ist. So liegt der Formel (8) neben unseren Beobachtungen der einzige beobachtete Wert $E' = -45$ für $e' = -84$ zugrunde.

Zusammensetzung der beiden Perioden p und p' . Nachdem die beiden sekundären Perioden bestimmt wurden, haben wir die beobachteten m^{max} -Werte durch folgende Formel darzustellen versucht:

$$m^{max} = a + b \cos \frac{2\pi}{p} T + c \sin \frac{2\pi}{p} T + d \cos \frac{2\pi}{p'} T' + e \sin \frac{2\pi}{p'} T'$$

mit

$$T = E - 13936.3 \quad \text{und} \quad T' = E' - 13928.6$$

Nach der Methode der kleinsten Quadrate erhielten wir, nach Weglassung der in Tab. 2. mit : bezeichneten unsicheren Werte:

$$m^{max} = 11.^m.258 - .^m.326 \cos \frac{2\pi}{p} T + .^m.005 \sin \frac{2\pi}{p} T + .^m.017 \cos \frac{2\pi}{p'} T' - .^m.146 \sin \frac{2\pi}{p'} T' \quad (10)$$

$\pm 12 \quad \pm 16 \quad \pm 14 \quad \pm 17 \quad \pm 15$

Diese kann auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$m^{max} = 11.^m.258 - 0.^m.326 \cos \frac{2\pi}{p} (E - 13936.2) - 0.^m.148 \sin \frac{2\pi}{p'} (E - 13931.7) \quad (11)$$

Daraus ergeben sich für E_M und E' anstatt (2) und (7) die genaueren Formeln:

$$E_M = 13936^P.2 + 45^P.729 \, e \quad (12)$$

$$E' = 13931^P.7 + 166^P.87 \, e' \quad (13)$$

Führen wir die beiden Größen

$$\psi = \frac{1}{p} (E - 13908.9) \quad (14)$$

und

$$\chi = \frac{1}{p'} (E - 13886.9) \quad (15)$$

ein. ψ bedeutet nach (14) die Phase der 30tägigen sekundären Periode, von dem minimalen Maximum ausgerechnet, in Einheiten von p ausgedrückt. Ebenso bedeutet χ nach (15) die Phase der 97tägigen Periode. Mit diesen Bezeichnungen haben wir nach (11)

$$m^{maz} = 11^m.258 + 0^m.326 \cos 2\pi\psi + 0^m.148 \cos 2\pi\chi \quad (16)$$

$\pm 12 \quad \pm 16 \quad \pm 15 \text{ (m. F.)}$

In der Tabelle 2. sind die Werte von ψ und χ nach Formeln (14) und (15) für jedes Maximum angegeben. Für die älteren Beobachtungen in Tab. 4. haben wir die Veränderlichkeit von p und p' berücksichtigt.

Die Quadratsumme der Abweichungen der beobachteten m^{maz} -Werte von den nach (16) berechneten beträgt für 29 gut durchbeobachtete Maxima 0.0778. Diese kann noch weiter herabgedrückt werden, wenn zu der rechten Seite von (16) noch weitere Fourier-Glieder hinzugefügt werden. Statt dessen haben wir den allgemeinen funktionellen Zusammenhang:

$$m^{maz} = f(\psi) + g(\chi) \quad (17)$$

graphisch durch sukzessive Näherung zu bestimmen versucht. Als erste Näherung nahmen wir für $f(\psi)$ aus (16):

$$f_1(\psi) = 11^m.258 + 0^m.326 \cos 2\pi\psi$$

Die Differenzen zwischen den beobachteten m^{maz} -Werten und den entsprechenden Werten von $f_1(\psi)$ trugen wir gegen χ auf. Durch Ausgleichung erhielten wir so $g_1(\chi)$, die erste Näherung für $g(\chi)$. Danach wurden aus den m^{maz} die entsprechenden $g_1(\chi)$ abgezogen, die erhaltenen Differenzen gegen ψ aufgetragen und ausgeglichen. Somit erhielten wir $f_2(\psi)$, die zweite Näherung für $f(\psi)$ u.s.w. Die zweite Näherung, die in Abb. 10. dargestellt ist, genügte schon vollständig. Eine dritte Näherung verringert zwar ein wenig die Streuung, beeinflußt aber die Gestalt der ausgleichenden Kurve nicht. Abb. 10. zeigt, daß $f(\psi)$, wie in (16), sehr nahe eine reine Kosinuskurve ist, während $g(\chi)$ in der Gegend des Minimums flacher ist, als im Maximum. Die Amplitude von $f(\psi)$ beträgt 0^m.65, die von $g(\chi) = 0^m.34$, etwas mehr, als nach (16).

Über die Genauigkeit der Darstellung geben die Differenzen

$$\Delta m = m^{\max} - f(\psi) - g(\chi)$$

Aufschluß. Diese sind in Tab. 2. in der 7. Spalte enthalten. Deren Quadratsumme beträgt 0.0566, ist also bedeutend geringer, als bei Benutzung der Formel (16).

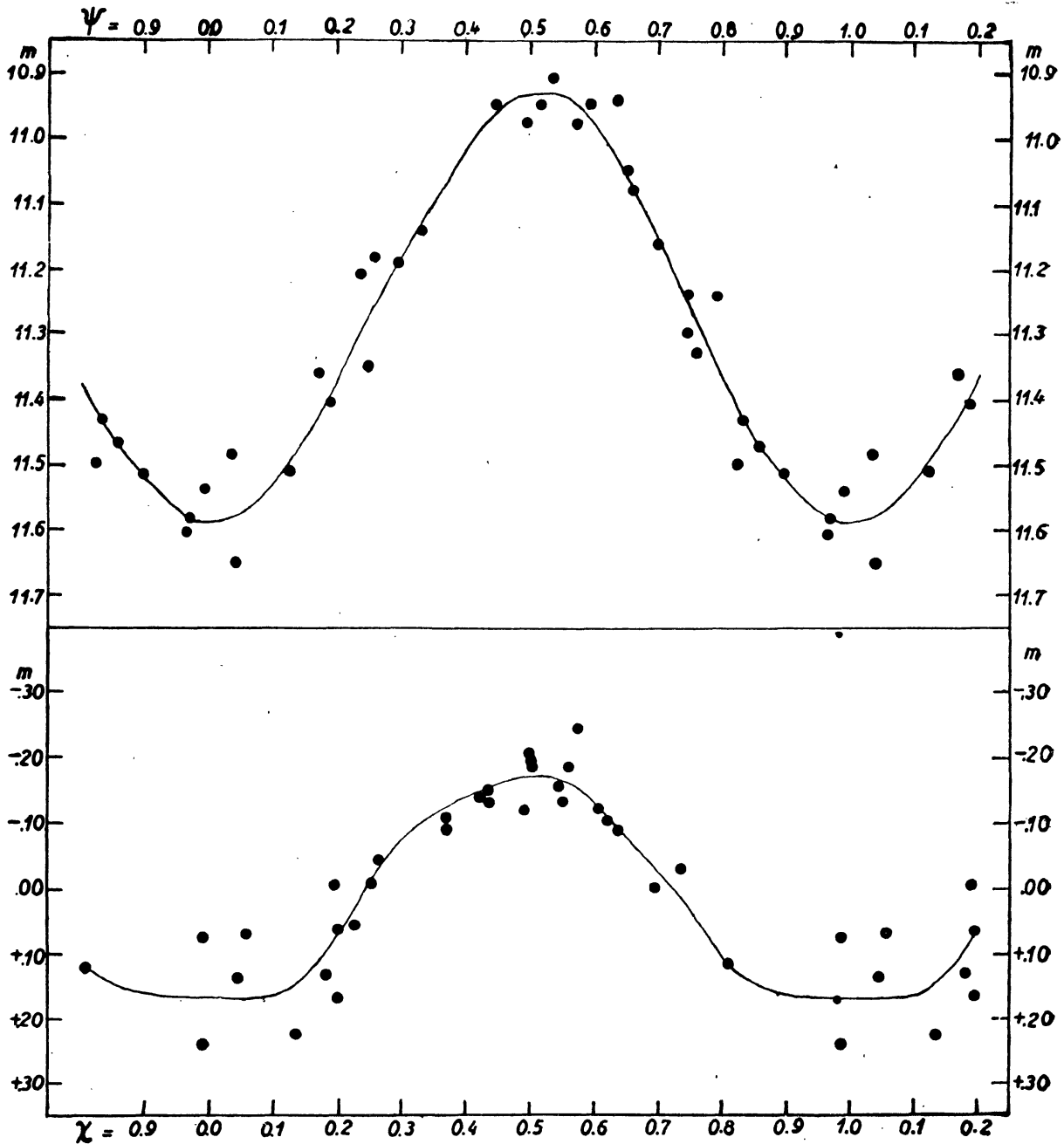


Abb. 10. Die Änderung der maximalen Helligkeit in Abhängigkeit von ψ und χ , den Phasen der beiden sekundären Periciden. Oben $f(\psi)$, unten $g(\chi)$.

Die Δm liegen, mit Ausnahme einiger unsicheren Maxima, alle unter 0.10, die Darstellung der beobachteten m^{\max} -Werte durch (17) ist also als befriedigend zu bezeichnen. Die Beobachtungsgenauigkeit dürfte aber noch wesentlich größer sein, da der Formel (17) noch folgende Voraussetzungen zugrunde liegen:

1. Die beiden Helligkeitsschwankungen der Maxima setzen sich linear zusammen.

2. Es sind keine weiteren Periodizitäten vorhanden.

Keine der beiden Annahmen trifft vollständig zu. Die Δm sind für manche Gebiete der (ψ, χ) -Ebene systematisch positiv, für andere Gebiete negativ, jedoch ist dieser systematische Gang sehr gering. Deutlicher tritt die Ungültigkeit der zweiten Annahme hervor. In Abb. 6. sollten zwischen $E = 15272$ und $E = 15360$ alle Kurven genau denselben Verlauf zeigen, wie die entsprechenden in Abb. 7. zwischen $E = 21948$ und $E = 22036$, da für beide Zeitintervalle das (ψ, χ) -Wertgebiet identisch ist. Die eingezeichneten berechneten Kurven für m^{max} und $(t-R)$

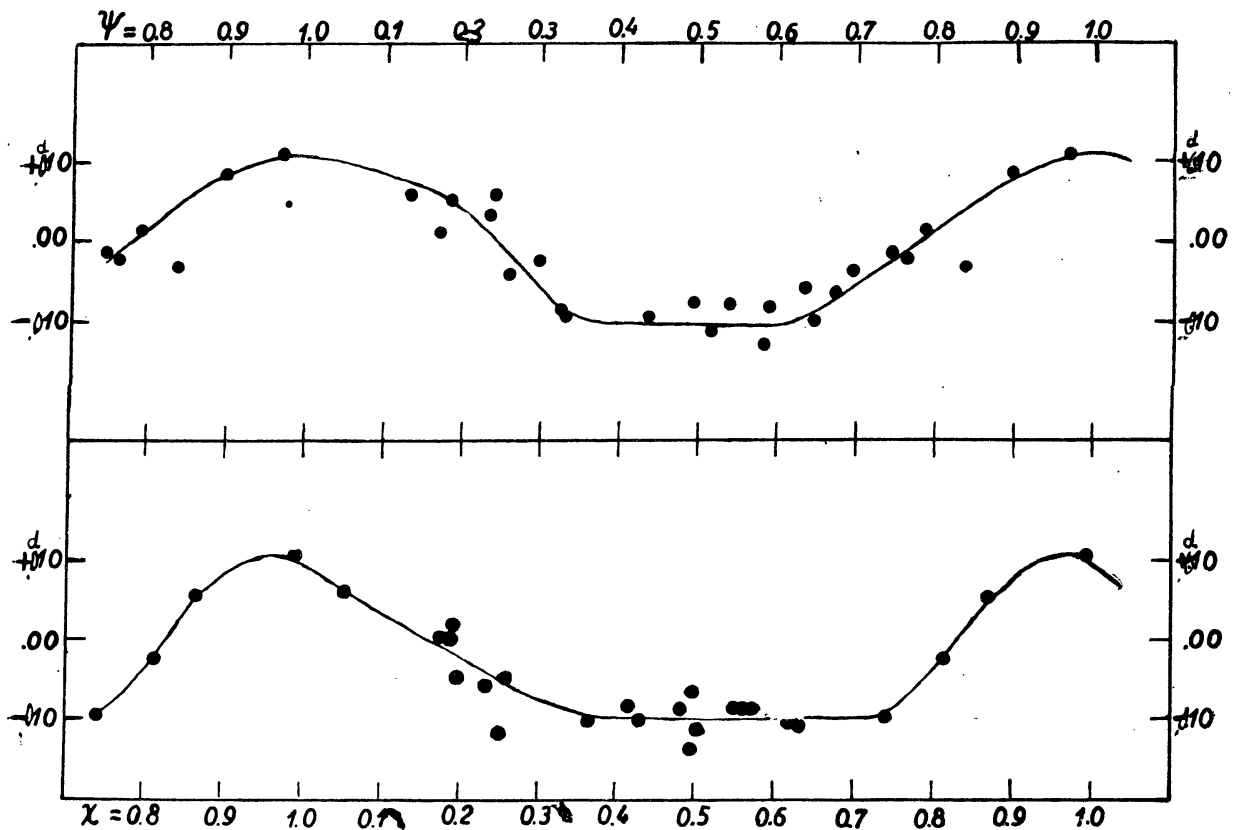


Abb. 11. Schwankungen der Phase des Maximums in Abhängigkeit von ψ (oben) und χ (unten).

sind natürlich identisch, aber die Beobachtungen zeigen systematische Abweichungen von diesen Kurven, die für die zwei Diagramme verschieden sind. Besonders deutlich ist der Unterschied in den $(t^{11.6} - R)$ -Werten. Es sind also allem Anschein nach noch andere Schwankungen kleiner Amplitude neben den 30 und 91tägigen vorhanden.

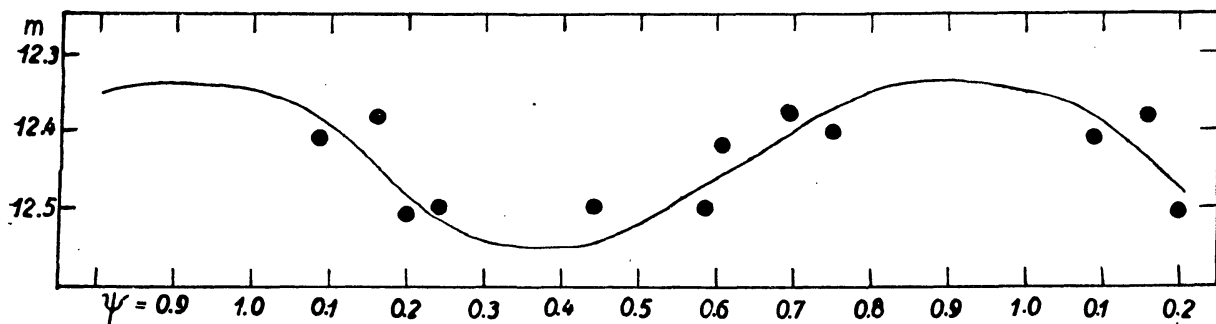
Nach demselben Approximationsverfahren, wie für die m^{max} -Kurve, haben wir versucht auch die $(t-R)$ - und $(t^{11.6} - R)$ -Werte aus Tab. 2. in der Form (17) darzustellen. Zunächst mußten die langsamen Änderungen der Hauptperiode (s. den nächsten Paragraphen) aus den $(t-R)$ -Werten eliminiert werden. Da aber zur genauen Diskussion der langsamen Periodenänderung der funktionale Zusammenhang zwischen den $(t-R)$ - und $(t^{11.6} - R)$ -Werten einerseits und ψ und χ andererseits nötig ist, haben wir nach den Abbildungen 5. bis 7. die Mittelwerte dieser Größen

für jedes Beobachtungsjahr zu der mittleren Epoche graphisch bestimmt. Damit kann man auch die Änderung derselben Größen mit der Zeit näherungsweise abschätzen. Die Resultate sind in Tab. 6. zusammengestellt.

Tabelle 6.

Jahr	E	$t-R$	Änd. pro 100 Ep.	Jahr	E	$t-R$	Änd. pro 100 Ep.
1938	13940	+ ^a 0310	+ ^a 0012	1940	15310	+ ^a 0426	+ ^a 0006
1939	14640	+ ^a 0450	+ ^a 0008	1950	22030	+ ^a 0889	+ ^a 0015

Mit diesen Werten müssen die in Tab. 2. stehenden Werte von $(t-R)$ korrigiert werden, bevor das Approximationsverfahren angewandt werden kann. Die Resultate der dritten Näherung sind in Abb. 11 angegeben. Die Phasenschwankung des Maximums hat danach in Abhängigkeit von ψ die Amplitude 0^a.011 und in Abhängigkeit von χ die Amplitude 0^a.010. Die beiden Amplituden sind also hier nahe gleich

Abb. 12. Änderung der Helligkeit des Minimums in Abhängigkeit von ψ .

im Gegensatz zu den Amplituden der Helligkeitsänderungen der Maxima. Die Kurven in Abb. 11. sind stark unsymmetrisch.

Die Streuung der Beobachtungen in Abb. 11. ist größer, als nach der Genauigkeit der Beobachtungen zu erwarten wäre. Die Beobachtungen aus dem Jahre 1950 ergeben für die ψ -Kurve systematisch kleinere Amplitude, als die früheren Beobachtungen. Noch deutlicher ist dies für die $(t^{11.6}-R)$ -Werte, wie es übrigens schon früher hervorgehoben worden ist. Für die Beobachtungen aus dem Jahre 1950 erhielten wir nach der Methode der kleinsten Quadrate:

$$\begin{aligned}
 t^{11.6} = & \begin{matrix} \pm 3 \\ \pm 8 \\ \pm 9 \\ \pm 7 \end{matrix} \begin{matrix} 0.0656 \\ 0.0099 \cos 2\pi\psi \\ 0.0022 \sin 2\pi\psi \\ 0.0073 \cos 2\pi\chi \end{matrix} - \\
 & \begin{matrix} \pm 10 \\ \pm 20 \end{matrix} \begin{matrix} 0.0008 \sin 2\pi\chi \\ 0.0050 \cos 4\pi\psi \end{matrix} \quad (\text{m. F.}) \quad (18)
 \end{aligned}$$

Die nach dieser Formel gerechnete Kurve ist in Abb. 7. eingezeichnet. Die Darstellung ist leidlich gut, aber wendet man diese Formel mit entsprechender Änderung des konstanten Gliedes auf die früheren Beobachtungen an, so sind die Abweichungen schon merklich größer. Neben der erwähnten, noch nicht bestimmbar dritten

Periode spielt hier wahrscheinlich auch die Nichtlinearität der Zusammensetzung der beiden Perioden eine Rolle.

Abb. 12. zeigt die Änderung der Helligkeit des Minimums als Funktion von ψ . Eine Getrennte Ableitung des Zusammenhanges mit χ ist wegen der geringen Anzahl der Beobachtungen nicht möglich. Die Helligkeit des Minimums schwankt zwischen 12^m34 und 12^m55, die Amplitude beträgt somit 0^m21. Nimmt man statt Helligkeitsgrößen Intensitäten, so ist die Intensitätsschwankung des Minimums 17mal kleiner als die des Maximums. Das Minimum hat für $\psi = 0.9$ seine größte, für $\psi = 0.37$ seine kleinste Helligkeit.

Die langsamen Änderungen der Hauptperiode. Formeln für die Periodenänderung wurden von Hoffmeister [3], Blažko [5] und Zessewitsch [7, 8, 9] abgeleitet.

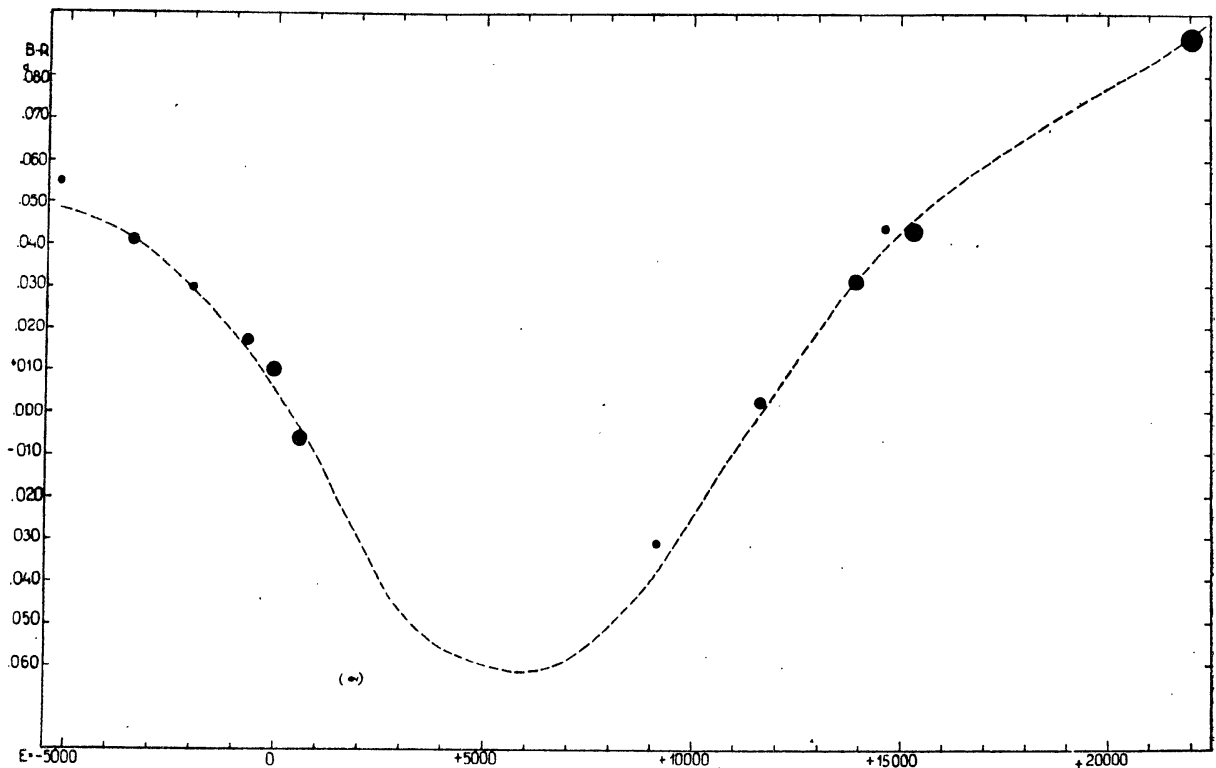


Abb. 13. Diagramm für $B-R(1)$. Die eingezeichnete Kurve ist nach (20) berechnet worden.

Jeder Beobachter fand eine säkulare Zunahme der Periode. Zessewitschs letzte Formel lautet folgendermaßen:

$$t = \text{J. D. } 2421339.413 + 0.54718374 \cdot E + 0.81 \times 10^{-9} \cdot E^2 \quad (19)$$

Unsere Beobachtungen bestätigen die säkulare Änderung der Periode, darüber hinaus lassen sie aber noch eine periodische Änderung erkennen.

Außer den in Tab. 2. und 4. zusammengestellten Maxima können noch die Maxima von Blažko und Zinner in Tab. 7. zur Untersuchung der Änderung von P herangezogen werden. Für die ersteren, da sie zeitlich weit zurückliegen, können ψ und χ , infolge der Unsicherheit des säkularen Gliedes in (4) und (8), nicht berechnet werden.

Aus den ersten drei Maxima von *Blažko* erhalten wir durch Mittelung, indem dem dritten Maximum doppeltes Gewicht zugeschrieben wird:

$$B-R = +^{\circ}055 \quad \text{für} \quad E = -5198$$

Die übrigen vier Maxima von *Blažko* geben:

$$B-R = +^{\circ}041 \quad \text{für} \quad E = -3442$$

$B-R$ bedeutet die Abweichung gegen die linearen Elemente (1).

Von den drei sehr unsicheren Maxima von *Zinner* [6] weicht das dritte sehr stark von den übrigen ab. Wir haben daher nur die beiden ersten gemittelt, nachdem die Korrekturen nach Abb. 11. angebracht wurden. Wir erhielten das Normalmaximum:

$$B-R = +^{\circ}030 \quad \text{für} \quad E = -1988.$$

Tabelle 7. Photographische Maxima von *Blažko* [4] und visuelle Maxima von *Zinner*.

t_{max}	E	$B-R$ (1)	Beobachter	ψ	χ
2418035.55:	- 6038	$+^{\circ}089$:	<i>Bl</i>	—	—
8415.25:	- 5344	$+^{\circ}037$:	"	—	—
8764.37	- 4706	$+^{\circ}048$	"	—	—
9115.66	- 4064	$+^{\circ}040$	"	—	—
9368.46	- 3602	$+^{\circ}037$	"	—	—
9479.55	- 3399	$+^{\circ}047$	"	—	—
9854.37	- 2714	$+^{\circ}039$	"	—	—
2420248.36	- 1994	$+^{\circ}050$	<i>Zi</i>	0.81	0.99
0255.460	- 1981	$+^{\circ}037$	"	0.05	0.07
0274.44	- 1946	$-^{\circ}135$	"	0.69	0.27

Hoffmeisters erste fünf Maxima aus Tab. 4. ergeben

$$B-R = +^{\circ}017, \quad E = -680$$

und die übrigen 7 Maxima, kombiniert mit 6 weiteren Maxima von *Blažko* führen zu

$$B-R = +^{\circ}010, \quad E = -67.$$

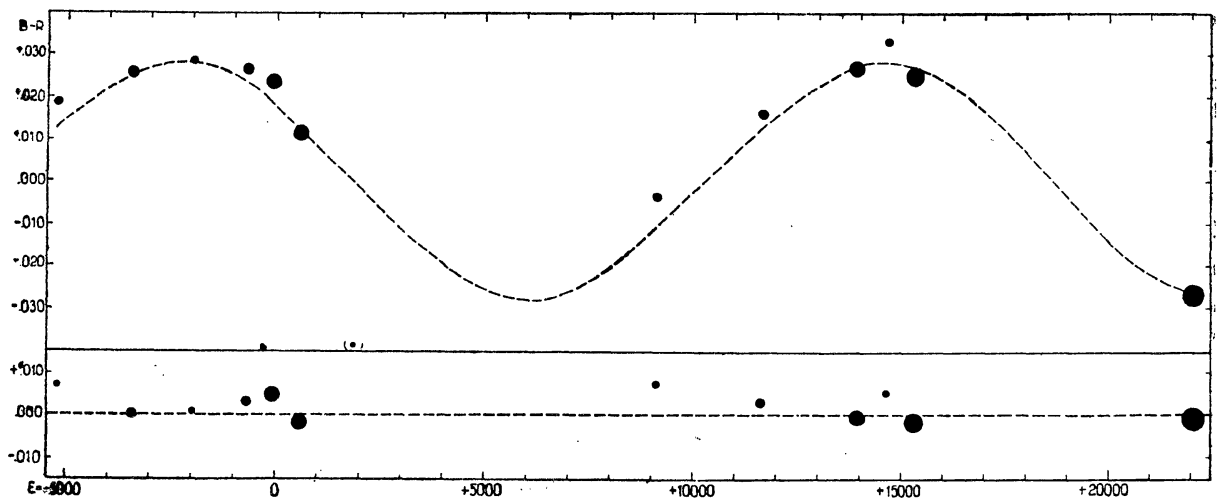
Die 9 Maxima von *Blažko* und *Hoffmeister* zwischen $E = +422$ bis $+656$ ergeben:

$$B-R = -^{\circ}006, \quad E = +578.$$

Das letzte Maximum von *Blažko* für $E = +1895$ zeigt sowohl hinsichtlich der Helligkeit als auch des Zeitpunktes des Maximums große Anomalie. Nach den zugehörigen Werten von ψ und χ sollte dieses Maximum schwach sein, während es von *Blažko* als das hellste in seiner Beobachtungsreihe angegeben wurde. Da weder die Originalbeobachtungen zur Verfügung stehen, noch andere Beobachtungen aus dieser Zeit vorliegen, kann die Anomalie nicht geklärt werden. Das Maximum wurde in Tab. 8 aufgenommen, jedoch mit nur halbem Gewicht.

Tabelle 8. $B-R(1)$ und $B-R(20)$ für Normalmaxima.

E	$B-R(1)$	Gewicht	$B-R(20)$	Beobachter
— 5200	+ 0.055	1	+ 0.0066	Blažko
— 3440	+ 0.041	2	+ 0.0000	"
— 2000	+ 0.030	1	+ 0.0005	Zinner
— 680	+ 0.017	2	+ 0.0029	Hoffmeister
— 70	+ 0.010	4	+ 0.0043	" Blažko
+ 580	— 0.006	4	— 0.0020	" "
+ 1890	— 0.063	$\frac{1}{2}$	— 0.039	Blažko
+ 9130	— 0.031	1	+ 0.0076	Zessewitsch
+ 11630	+ 0.0025	2	+ 0.0028	Selivanov, Soloviev
+ 13940	+ 0.0316	4	— 0.0005	Balázs, Detre
+ 14640	+ 0.0444	1	+ 0.0050	" "
+ 15310	+ 0.0434	6	— 0.0018	" "
+ 22030	+ 0.0894	9	+ 0.0008	" "

Abb. 14. $(B-R)$ -Diagramme für RW Cancri. Oben $B-R(20)$ ohne Kosinusglied, unten $B-R(20)$.

Die von Zessewitsch, Selivanov und Soloviev [9,10] angegebenen Normalmaxima wurden unverändert übernommen, da die Originalbeobachtungen nicht zur Verfügung standen.

Die aus unseren Beobachtungen nach Ausschaltung der beiden sekundären Schwankungen abgeleiteten vier Normalmaxima in Tab. 8. zeigen nur kleine Abweichungen den in Tab. 6. stehenden, graphisch bestimmten gegenüber.

Die in Tabelle 8. angeführten Normalwerte für $B-R(1)$ sind in Abb. 13. eingezeichnet. Diese zeigt, daß die $B-R(1)$ -Werte nicht vollständig durch eine Parabel approximiert werden können, sondern darauf sich noch eine wellenförmige Schwankung überlagert. Ist die letztere durch eine reine Sinuskurve darstellbar, so muß man die Parabel für die säkulare Änderung so legen, daß sie die ausgleichende Kurve in gleichen Zeitabschnitten schneide. Nach Probieren gelangten wir auf diese Weise zu dem säkularen Glied $+ 5.69 \times 10^{-10} (E-5800)^2$. Dies ist bedeutend kleiner, als das entsprechende Glied in (19). Die übrigbleibenden Reste können, wie Abb. 14. zeigt, durch eine Sinuskurve ausgeglichen werden, deren Periode

$$p'' = 16750 \text{ } P = 9165^d \sim 25 \text{ Jahre,}$$

ihre Amplitude $0^d.056$ beträgt. Als endgültige Formel für die Normalmaxima erhielten wir:

$$t = 2421339.380 + 0^d.5471932 \cdot E + 5^d.69 \times 10^{-10} (E - 15800)^2 + 0^d.028 \cos 0^{\circ}.0215(E + 2260) \quad (20)$$

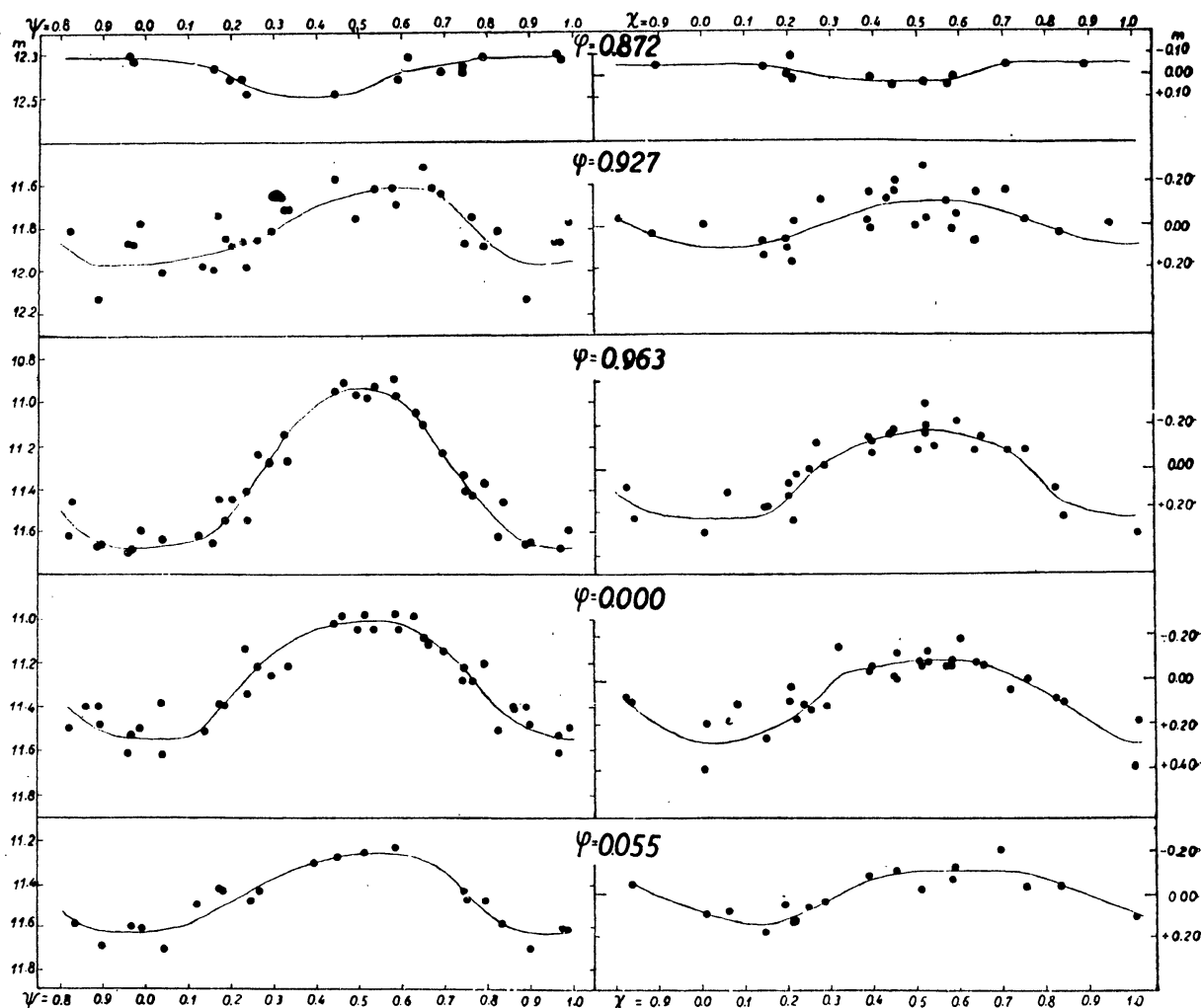


Abb. 15. Schwankung der Helligkeit in verschiedenen Phasen (φ) der Hauptperiode P . Links $m_0(\varphi) + m_1(\varphi, \psi)$, rechts $m_2(\varphi, \chi)$.

Die Reste, welche zwischen Beobachtung und dieser Formel noch zurückbleiben, sind in Tab. 8. unter $B-R$ (20) und in unterem Teil der Abb. 14. angegeben. Diese könnten durch eine strengere mathematische Behandlung der $(B-R)$ -Werte noch weiter herabgedrückt werden. Bei der geringen Anzahl der Beobachtungen und besonders wegen der großen Lücke zwischen den Epochen $+580$ und $+9100$ lohnt es sich aber wohl nicht, eine genauere Darstellung anzustreben, da auch deren Extrapolation für die Zukunft sehr problematisch wäre. Zur genauen Bestimmung des periodischen Gliedes sind unbedingt noch weitere Beobachtungen nötig. Ebenso müssen spätere Beobachtungen entscheiden, ob die Lichtkurve auch mit der neuen

25jährigen Periode sich ändert. Wie wir gesehen haben, weichen unsere Beobachtungen aus dem Jahre 1950 systematisch von denen aus den Jahren 1938—40 ab. Es ist wohl möglich, daß diese Abweichungen mit der 25jährigen Periode in Zusammenhang stehen.

Für die Hauptperiode ergibt sich aus (20):

$$P = 0^d5471932 + 11^d38 \times 10^{-10} (E - 5800) - 10^d535 \times 10^{-6} \sin 0^{\circ}0215 (E + 2260) \quad (21)$$

Die Amplitude der periodischen Periodenänderung beträgt danach 1.82. Seit der Zeit der ersten Blažkoschen photographischen Beobachtungen bis Mitte 1950 hat die Periode von $0^d547181$ auf $0^d547212$ angewachsen. Der säkulare Periodenzuwachs beträgt 6.6 in einem Jahrhundert.

Die Veränderungen der Lichtkurve. Nach Formel (20) kann die Phase der Hauptperiode für jede Beobachtung berechnet werden. Diese Phase bezeichnen wir, vom Maximum aus gerechnet, und in Einheiten von P ausgedrückt, mit φ .

Wir haben für die äquidistanten Werte $\varphi = .872, .890, .908, .927, .945, .963, .981, .000, .018, .037, .055, .073, .091$ die Schwankung der Helligkeit in Abhängigkeit von ψ und χ bestimmt. Dabei haben wir das früher beschriebene graphische Approximationsverfahren angewendet. In den erhaltenen Diagrammen zeigten sich, besonders für $\varphi = .927$ bis $.981$, systematische Abweichungen bis auf 0^m12 zwischen Beobachtungen aus verschiedenen Jahren. Dies war zu erwarten, da wir schon mehrmals darauf hingewiesen haben, daß die Lichtkurve neben den 30 und 91tägigen Schwankungen noch andere Veränderungen geringer Amplitude zeigt. Wir haben demgemäß die Phasen so korrigiert, daß diese systematischen Abweichungen für $\varphi = .963$, wo die Helligkeitsschwankung die größte Amplitude besitzt, verschwanden. Die Korrektur war für 1939 und 1940 praktisch gleich Null, -0^d0019 für 1938 und -0^d0023 für 1950. Die endgültig angenommenen Zeitpunkte der Phase Null sind für unsere Beobachtungstage in Tab. 2. unter $t^{\varphi=0}$ angeführt. Nach Anbringung der Korrekturen treten systematische Abweichungen für andere Phasen auf, aber von geringerem Betrag, als früher für die Mitte des aufsteigenden Astes.

Abb. 15. zeigt für einige Werte von φ unsere Resultate in zweiter Näherung. Die Streuung ist für $\varphi = .963$ die kleinste, da für diese Phase die noch unbekannte Schwankung eliminiert ist. Hier entspricht der Betrag der Streuung der Beobachtungsgenauigkeit. Dies zeigt, daß die 30 und 91tägigen Lichtkurvenänderungen sich linear zusammensetzen, wie wir das schon früher bei der Diskussion der m^{maz} und der t -Werte gesehen haben. Dagegen setzt sich der Hauptlichtwechsel mit den beiden sekundären Schwankungen sehr kompliziert zusammen. Die Amplituden der Helligkeitsschwankungen mit ψ und χ sind für verschiedene φ sehr verschieden (S. Tab. 8.) Die wesentlichen Änderungen spielen sich im Phasenintervall $\varphi = 0.87—0.10$ ab, d. h. längs des aufsteigenden Astes und in der Gegend des Maximums. Im allgemeinen kann also die Helligkeit des Sternes in Abhängigkeit von φ , ψ und χ in folgender Form dargestellt werden:

$$m(\varphi, \psi, \chi) = m_0(\varphi) + m_1(\varphi, \psi) + m_2(\varphi, \chi) \quad (22)$$

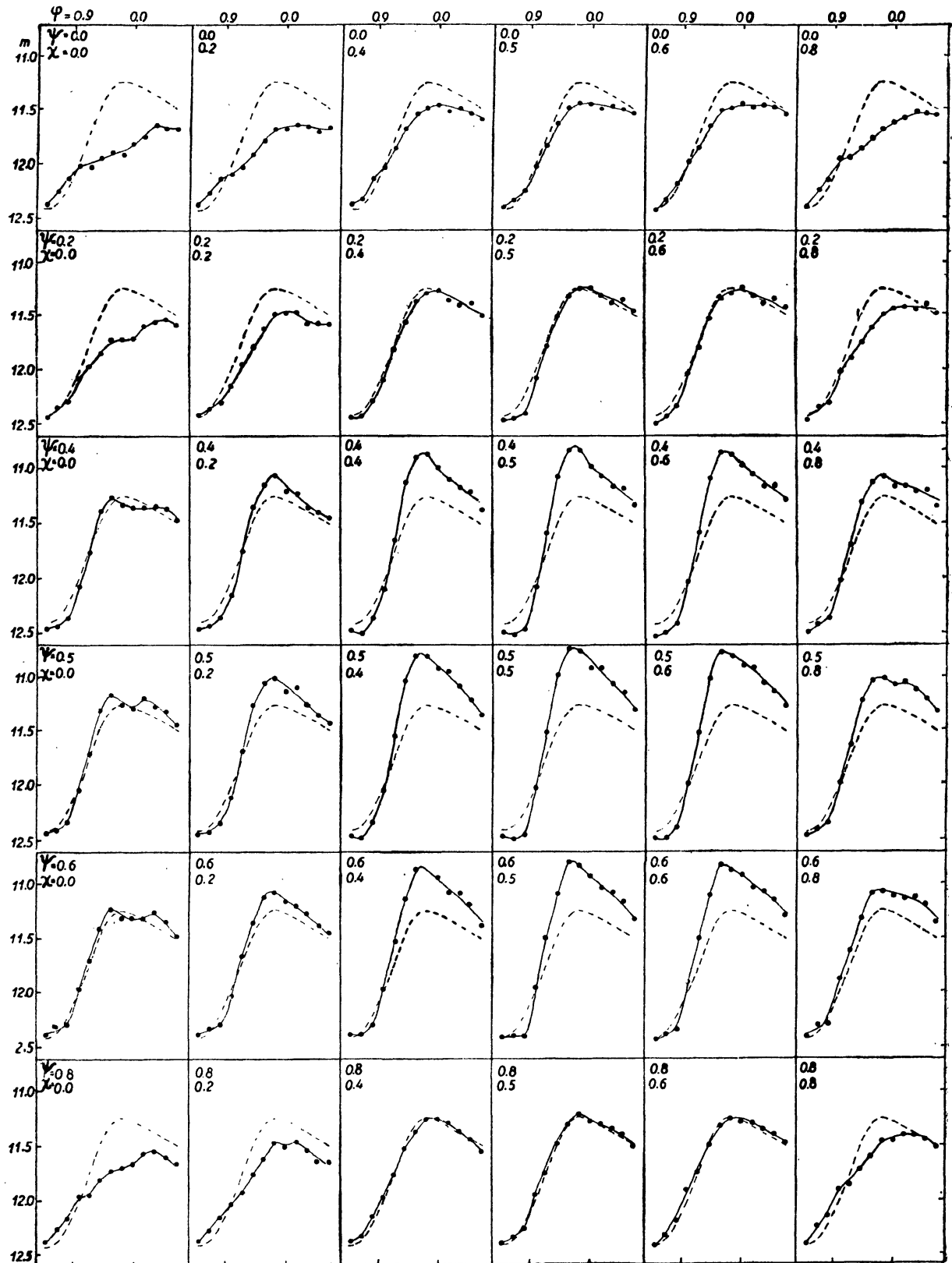


Abb. 16. Die Lichtkurve für verschiedene Wertepaare von ψ und χ . Die mittlere Lichtkurve $m_0(\psi)$ ist zum Vergleich gestrichelt eingezeichnet.

Tabelle 8.

φ	$m_0(\varphi)$	Amplitude von		Phase des Maximums von		Phase des Minimums von	
		$m_1(\varphi, \psi)$	$m_2(\varphi, \chi)$	$m_1(\varphi, \psi)$	$m_2(\varphi, \chi)$	$m_1(\varphi, \psi)$	$m_2(\varphi, \chi)$
.854	12.44	—	—	—	—	—	—
.872	12.40	.18	.09	.93	.00	.43	.49
.890	12.25	.22	.11	.86	?	.26	.51
.908	12.01	.22	.14	.69	.74	.30	.20
.927	11.78	.34	.20	.60	.53	.98	.09
.945	11.44	.66	.33	.50	.53	.04	.00
.963	11.31	.76	.42	.51	.53	.01	.07
.981	11.25	.69	.50	.49	.51	.02	.95
.000	11.28	.56	.37	.53	.59	.02	.02
.018	11.33	.48	.29	.53	.57	.03	.00
.037	11.39	.42	.27	.54	.58	.02	.13
.055	11.44	.36	.26	.52	.62	.98	.14
.073	11.50	.27	.20	.50	.66	.00	.06

Tabelle 9. Numerische Werte für $m_0(\varphi) + m_1(\varphi, \psi)$ und $m_2(\varphi, \chi)$.

ψ, χ	$\varphi = .872$		$\varphi = .890$		$\varphi = .908$		$\varphi = .927$		$\varphi = .945$		$\varphi = .963$	
	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2
0.0	12.32	— .06	12.16	— .01	12.03	.00	11.96	+ .08	11.77	+ .20	11.68	+ .23
0.1	12.34	— .06	12.20	— .01	12.05	+ .04	11.92	+ .09	11.77	+ .20	11.67	+ .22
0.2	12.41	— .04	12.31	— .01	12.08	+ .08	11.90	+ .06	11.65	+ .16	11.51	+ .13
0.3	12.48	.00	12.38	— .01	12.10	+ .06	11.80	— .03	11.42	.00	11.25	— .06
0.4	12.49	+ .02	12.38	— .01	12.08	+ .02	11.69	— .08	11.20	— .07	11.03	— .12
0.5	12.47	+ .03	12.36	+ .10	12.04	.00	11.63	— .10	11.11	— .12	10.94	— .18
0.6	12.38	+ .02	12.32	+ .03	11.97	— .04	11.61	— .10	11.22	— .10	11.00	— .16
0.7	12.35	— .02	12.26	— .01	11.91	— .07	11.66	— .07	11.41	— .04	11.26	— .09
0.8	12.32	— .07	12.17	— .01	11.96	— .06	11.87	.00	11.61	+ .11	11.50	+ .10
0.9	12.31	— .07	12.14	— .01	12.00	— .03	11.97	+ .06	11.72	+ .17	11.67	+ .20
1.0	12.32	— .06	12.16	— .01	12.03	.00	11.96	+ .08	11.77	+ .20	11.68	+ .23

ψ, χ	$\varphi = .981$		$\varphi = .000$		$\varphi = .018$		$\varphi = .037$		$\varphi = .055$		$\varphi = .073$	
	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2	$m_0 + m_1$	m_2
0.0	11.60	+ .34	11.55	+ .29	11.58	+ .20	11.60	+ .07	11.62	+ .08	11.62	+ .08
0.1	11.56	+ .23	11.50	+ .22	11.56	+ .18	11.58	+ .13	11.58	+ .13	11.60	+ .09
0.2	11.40	+ .10	11.34	+ .15	11.41	+ .08	11.51	+ .08	11.47	+ .12	11.53	+ .07
0.3	11.27	— .03	11.18	— .02	11.25	— .03	11.41	— .02	11.37	+ .01	11.46	+ .02
0.4	10.98	— .10	11.07	— .07	11.15	— .04	11.28	— .10	11.28	— .07	11.39	— .01
0.5	10.92	— .14	11.00	— .08	11.00	— .07	11.19	— .11	11.25	— .10	11.37	— .06
0.6	10.98	— .10	11.02	— .09	11.13	— .08	11.20	— .12	11.27	— .12	11.40	— .10
0.7	11.15	— .03	11.15	.00	11.23	— .03	11.31	— .11	11.36	— .10	11.50	— .10
0.8	11.36	+ .10	11.37	+ .09	11.38	+ .02	11.48	— .07	11.52	— .07	11.58	— .05
0.9	11.64	+ .35	11.51	+ .19	11.50	+ .16	11.58	+ .01	11.62	+ .01	11.61	+ .03
1.0	11.60	+ .34	11.55	+ .29	11.58	+ .20	11.60	+ .07	11.62	+ .08	11.62	+ .08

$m_0(\varphi)$ kann als die mittlere Lichtkurve bezeichnet werden. Die mittlere Lichtkurve hat die Amplitude 1.19, ihr Maximum fällt auf die Phase $\varphi = .984$, ihr Minimum auf $\varphi = .850$. Somit ist $(M-m)/P = .134$.

Die Kurven $m_0(\varphi) + m_1(\varphi, \psi)$ und $m_2(\varphi, \chi)$ (s. Abb. 15) haben für jeden Wert

von φ fast genau dieselbe Gestalt, aber die Amplitude der ersten ist jedesmal wesentlich größer, als die der zweiten. In den zu dem Minimum der mittleren Lichtkurve gehörenden Phasen haben beide Kurven Maximum um $\psi = 0$, bzw. $\chi = 0$ und Minimum um $\psi = 0.5$, bzw. $\chi = 0.5$. Von $\varphi = .93$ an ist es umgekehrt: die Maxima liegen um $\psi = 0.5$, bzw. $\chi = 0.5$ und die Minima um $\psi = 0$, bzw. $\chi = 0$. $m_0 + m_1$ hat für $\varphi = .96$ die größte Amplitude: $0^m.76$, m_2 etwas später, für $\varphi = .98$ vom Betrag $0^m.50$.

In Tabelle 9, sind die Werte von $m_0 + m_1$ und m_2 für 12 verschiedene Werte von φ in Abhängigkeit von ψ bzw. χ angegeben. Mit Hilfe dieser Tabelle kann die Lichtkurve für jedes Wertepaar (ψ, χ) abgeleitet werden. Abb. 16 gibt eine Übersicht über die möglichen Formen der Lichtkurve.

Für Hilfe bei den Reduktionen haben wir Herrn J. Mersits, für die Zeichnungen Herrn D. Elter zu danken.

Tabelle 10. Die Beobachtungen.

J. D. \odot 24289 ..	Gr.	J. D. \odot 24289 ..	Gr.	J. D. \odot 24289 ..	Gr.	J. D. \odot 24289 ..	Gr.
51.400	12.12	52.391	12.48	56.302	12.31	56.375	11.51
.404	12.00	.396	12.37	.305	12.47	57.398	12.47
.407	12.05	.398	12.32	.307	12.36	.401	12.45
.409	12.21	.401	12.50	.309	12.48	.404	12.47
.413	12.23	.404	12.46	.311	12.30	.407	12.52
.418	11.96	.407	12.45	.313	12.35	.409	12.48
.421	11.98	.409	12.43	.315	12.22	.412	12.50
.423	12.00	.412	12.34	.317	12.30	.415	12.30
.426	12.02	.415	12.33	.320	12.13	.419	12.22
.429	11.90	.418	12.38	.323	12.24	.421	12.30
.432	11.80	.421	12.42	.325	12.05	.424	12.17
.434	11.77	.423	12.36	.327	12.00	.427	12.15
.437	11.88	.428	12.47	.330	11.99	.430	12.03
.440	11.79	.434	12.45	.332	12.08	.433	12.08
.443	11.85	.437	12.46	.334	12.00	.437	11.85
.446	11.72	.440	12.40	.336	12.05	.442	11.72
.448	11.90	.443	12.33	.339	11.87	.445	11.73
.452	11.73	.446	12.35	.341	11.89	.447	11.80
.457	11.88	.449	12.40	.343	11.93	.449	11.73
.459	11.82	56.276	12.55	.345	11.85	.452	11.55
.462	11.85	.278	12.44	.347	11.80	.454	11.64
.465	11.72	.280	12.50	.349	11.90	.456	11.51
.468	11.87	.283	12.38	.351	11.85	.458	11.47
.471	11.83	.285	12.40	.353	11.82	.460	11.52
.473	11.77	.287	12.46	.355	11.63	.462	11.60
.476	11.90	.289	12.60	.357	11.67	.464	11.46
.479	11.90	.291	12.53	.359	11.65	.466	11.51
.482	11.84	.293	12.50	.361	11.57	.468	11.50
.484	11.70	.296	12.50	.364	11.53	.470	11.50
52.384	12.39	.298	12.52	.366	11.60	.472	11.40
.387	12.38	.300	12.43	.371	11.60	.474	11.36

J. D. ☉ 24289 ..	Gr.	J. D. 24289 ..	Gr.	J. D. 24289 ..	Gr.	J. D. 24289 ..	Gr.
57'477	11'47	63,482	10'95	79'346	11'45	85'386	11'40
·479	11'50	·485	11'05	·348	11'44	·389	11'43
·481	11'51	·488	11'00	·351	11'46	·392	11'35
·483	11'52	·491	11'06	·354	11'55	·395	11'45
·485	11'32	·494	11'05	·357	11'36	·397	11'35
·487	11'54	·496	11'16	·359	11'37	·400	11'53
·489	11'48	·499	11'17	·362	11'46	·403	11'46
·491	11'42	·502	11'20	·365	11'53	·406	11'50
·493	11'57	·505	11'20	·368	11'49	·408	11'62
·495	11'63	·507	11'30	·371	11'54	·411	11'62
·497	11'50	·510	11'30	·373	11'40	·414	11'43
·499	11'55	·513	11'24	·376	11'44	·417	11'53
·502	11'57	·516	11'27	·379	11'42	·420	11'63
·504	11'50	·519	11'35	·382	11'47	·422	11'57
·506	11'60	·521	11'36	·384	11'53	·425	11'63
·508	11'58	·524	11'32	·387	11'50	·428	11'70
·510	11'68	·528	11'41	·390	11'55	·431	11'70
·512	11'70	·530	11'43	·393	11'52		
·514	11'64	·533	11'40	·396	11'62	24293..	
·516	11'55	·537	11'53	·397	11'51		
63'369	12'40	·539	11'47	·398	11'55	04'339	12'16
·371	12'52	·542	11'45	·401	11'64	·341	12'05
·377	12'43	·545	11'55	85'321	12'25	·343	11'90
·380	12'48	·548	11'54	·324	12'20	·345	12'02
·416	12'50	·550	11'60	·327	12'10	·347	11'95
·419	12'47	79'284	12'30	·329	12'03	·350	12'06
·421	12'44	·287	12'40	·332	11'82	·353	12'01
·427	12'47	·290	12'43	·335	11'67	·357	12'00
·430	12'32	·293	12'30	·338	11'59	·359	11'94
·432	12'25	·296	12'19	·341	11'53	·362	12'00
·435	12'20	·298	12'27	·343	11'51	·365	11'87
·438	12'05	·301	12'32	·345	11'55	·367	11'70
·441	12'02	·304	12'08	·347	11'50	·369	11'70
·444	11'91	·307	12'16	·350	11'35	·373	11'86
·446	11'83	·309	12'00	·353	11'42	·375	11'85
·449	11'65	·312	12'00	·356	11'30	·377	11'88
·452	11'27	·315	11'85	·358	11'37	·379	11'82
·455	11'30	·318	11'75	·361	11'25	·382	11'80
·457	11'24	·321	11'73	·364	11'20	·384	11'81
·460	11'03	·323	11'68	·367	11'20	·387	11'87
·463	11'10	·326	11'63	·370	11'15	·390	11'79
·466	10'90	·329	11'72	·372	11'24	·392	11'85
·469	10'94	·332	11'65	·375	11'33	·395	11'77
·471	10'92	·334	11'55	·378	11'34	·397	11'86
·474	10'93	·337	11'55	·381	11'38	·399	11'80
·477	10'98	·340	11'53	·383	11'30	·401	11'75
·480	10'90	·343	11'50	·384	11'33	·403	11'85

J. D. ☉ 24293.. Gr.	J. D. ☉ 24293.. Gr.	J. D. ☉ 24293.. Gr.	J. D. ☉ 24293.. Gr.
04:407 II:73	09:365 II:69	16:377 II:27	68:362 II:05
·409 II:73	·367 II:71	·381 II:16	·365 II:10
·411 II:72	·369 II:68	·383 II:09	·368 II:97
·413 II:65	·371 II:80	·386 II:18	·370 II:75
·415 II:78	·373 II:72	·389 II:92	·373 II:85
·417 II:58	·376 II:74	·392 II:14	·376 II:87
·419 II:58	·379 II:85	·394 II:95	·379 II:93
·421 II:65	·381 II:78	·397 II:94	·382 II:81
·423 II:73	·384 II:84	·400 II:93	·384 II:00
·425 II:63	·387 II:85	·403 II:94	·387 II:62
·427 II:77	·389 II:84	·406 II:70	·390 II:40
·429 II:73	·392 II:77	·408 II:72	·393 II:54
·432 II:74	·394 II:81	·411 II:74	·395 II:64
·434 II:70	·396 II:75	·414 II:70	·397 II:65
·452 II:65	·398 II:79	·417 II:70	·400 II:62
·454 II:66	·400 II:87	62:335 II:20	·403 II:75
09:282 II:90	·402 II:90	·337 II:26	·406 II:76
·285 II:84	·403 II:88	·348 II:03	·409 II:65
·288 II:80	·405 II:73	·351 II:90	·411 II:75
·291 II:90	·407 II:93	·353 II:73	·414 II:70
·294 II:88	·411 II:83	·355 II:67	·417 II:64
·296 II:90	·414 II:86	·358 II:80	·420 II:69
·299 II:87	·416 II:77	·362 II:60	·426 II:50
·302 II:81	·418 II:78	·364 II:58	·429 II:50
·305 II:76	·464 II:91	·366 II:61	·432 II:59
·307 II:70	·467 II:84	·368 II:42	79:319 II:03
·310 II:72	·469 II:05	·376 II:25	·322 II:85
·313 II:75	·471 II:93	·378 II:39	·325 II:73
·316 II:77	·473 II:00	·380 II:30	·328 II:75
·319 II:71	·475 II:78	·382 II:38	·330 II:55
·322 II:77	·477 II:85	·384 II:20	·333 II:54
·326 II:68	·479 II:93	·387 II:20	·335 II:50
·328 II:72	·481 II:86	·389 II:10	·338 II:53
·330 II:70	·484 II:90	·391 II:30	·341 II:30
·334 II:72	·487 II:90	·395 II:22	·344 II:47
·338 II:71	·490 II:91	·399 II:50	·349 II:33
·340 II:74	·495 II:87	·401 II:30	·351 II:22
·342 II:80	·498 II:94	·403 II:18	·354 II:40
·344 II:66	·500 II:08	·405 II:24	·357 II:37
·346 II:66	·502 II:18	68:340 II:48	
·348 II:60	·504 II:11	·343 II:44	24296 ..
·351 II:70	16:341 II:70	·345 II:30	
·353 II:71	·344 II:52	·348 II:20	59:409 II:20
·357 II:73	·362 II:45	·351 II:00	·413 II:22
·359 II:73	·367 II:26	·354 II:21	·415 II:30
·361 II:75	·370 II:28	·357 II:22	·418 II:15
·363 II:72	·374 II:18	·359 II:95	·421 II:21

J. D. ☉ 24296...	Gr.	J. D. ☉ 24296...	Gr.	J. D. ☉ 24296...	Gr.	J. D. ☉ 24296...	Gr.
39.425	12.30	86.364	11.35	88.527	11.16	91.397	12.01
.429	12.43	.367	11.30	.533	11.20	.399	12.10
.432	12.38	.370	11.24	.536	11.25	.401	11.93
.435	12.46	.372	11.42	.538	11.15	.403	12.20
.438	12.37	.375	11.37	.541	11.19	.405	12.15
.442	12.29	.378	11.35	.544	11.21	.407	12.15
.447	12.34	.381	11.36	.547	11.40	.410	12.19
.449	12.35	.384	11.45	.552	11.28	.415	12.10
.452	12.40	.386	11.50	.554	11.27	.417	12.08
.455	12.25	.389	11.39	91.242	11.43	.420	12.03
.458	12.28	.392	11.48	.245	11.33	.430	12.16
.460	12.25	87.316	12.35	.249	11.35	.441	12.04
.463	12.27	.319	12.23	.251	11.27		
.466	12.20	.322	12.36	.254	11.33	24297...	
.469	12.38	.326	12.25	.257	11.39		
.472	12.44	.329	12.50	.260	11.34	04.338	12.30
.476	12.35	.333	12.30	.263	11.36	.341	12.15
86.269	12.50	.336	12.54	.265	11.31	.345	12.16
.272	12.30	.340	12.51	.268	11.40	.346	12.15
.275	12.32	.343	12.40	.271	11.41	.349	11.94
.277	12.34	.347	12.28	.274	11.38	.351	11.95
.280	12.22	.350	12.25	.276	11.46	.357	11.85
.283	12.35	.354	12.32	.279	11.35	.361	11.72
.286	12.24	.357	12.46	.282	11.40	.364	11.67
.288	12.14	.361	12.46	.285	11.35	.367	11.55
.291	12.10	.363	12.40	.288	11.41	.370	11.65
.294	12.06	.367	12.30	.290	11.47	.373	11.53
.297	11.90	.372	12.24	.293	11.49	.375	11.63
.300	11.86	.375	12.21	.296	11.47	.377	11.47
.302	11.77	.378	12.08	.306	11.60	.380	11.45
.305	11.58	88.471	12.60	.308	11.60	.385	11.37
.308	11.57	.475	12.44	.311	11.72	.386	11.50
.311	11.53	.479	12.11	.314	11.75	.389	11.40
.313	11.50	.482	12.15	.317	11.62	.393	11.27
.316	11.36	.485	12.06	.319	11.67	.396	11.30
.319	11.34	.489	11.86	.322	11.78	.399	11.34
.322	11.20	.494	11.56	.325	11.79	.401	11.39
.328	11.12	.497	11.44	.328	11.70	.404	11.40
.331	11.08	.500	11.33	.331	11.80	.407	11.26
.334	11.10	.502	11.38	.333	11.71	.410	11.38
.336	11.13	.505	11.25	.336	11.82	.412	11.20
.340	11.12	.511	11.11	.339	11.79	.415	11.30
.347	11.23	.513	11.17	.342	11.80	.418	11.27
.350	11.10	.516	11.14	.344	11.95	.421	11.35
.354	11.17	.519	11.06	.390	11.98	.424	11.39
.359	11.13	.522	11.18	.392	11.93	.426	11.53
.361	11.22	.525	11.22	.394	12.00	.429	11.28

J. D. ☉ 24297 ..	Gr.	J. D. ☉ 24297 ..	Gr.	J. D. ☉ 24297 ..	Gr.	J. D. 24297 ..	Gr.
04:432	11:41	21:313	12:08	22:390	12:30	32:347	11:40
435	11:55	318	12:02	393	12:27	350	11:34
437	11:40	322	11:83	395	12:30	353	11:38
440	11:58	324	11:65	399	12:21	355	11:47
443	11:43	327	11:72	402	12:15	358	11:54
16:358	12:46	330	11:64	404	12:04	361	11:57
361	12:40	333	11:58	407	12:10	364	11:58
364	12:49	335	11:63	410	11:93	366	11:47
366	12:63	338	11:42	414	11:89	369	11:57
369	12:44	341	11:38	418	11:60	372	11:72
373	12:45	343	11:23	421	11:59	374	11:58
375	12:43	345	11:30	424	11:65	377	11:56
378	12:42	347	11:25	427	11:46	44:300	11:50
381	12:35	349	11:10	431	11:46	303	11:45
384	12:37	352	11:00	435	11:32	306	11:35
387	12:20	354	11:14	438	11:10	309	11:55
389	12:17	357	11:15	441	11:15	311	11:36
392	12:00	360	11:16	445	11:18	314	11:35
395	11:87	362	11:22	452	11:10	317	11:30
398	11:80	365	11:13	455	11:22	320	11:15
400	11:50	367	11:23	458	11:03	322	11:10
403	11:38	370	11:32	463	11:20	325	11:13
406	11:15	372	11:20	466	11:25	328	11:11
409	11:03	378	11:13	469	11:18	331	11:08
412	10:81	381	11:30	472	11:40	334	11:04
414	10:75	383	11:14	475	11:25	337	11:05
417	10:76	386	11:31	477	11:23	340	11:08
420	10:83	389	11:27	480	11:25	343	11:10
423	10:83	392	11:50	483	11:21	345	11:18
425	10:90	395	11:46	486	11:28	348	11:12
428	10:89	398	11:36	488	11:47	352	11:13
431	10:93	401	11:45	491	11:54	354	11:05
437	10:90	404	11:55	494	11:34	357	11:15
440	11:00	409	11:50	497	11:46	360	11:14
443	10:93	412	11:51	500	11:37	363	11:13
446	10:94	415	11:66	502	11:52	366	11:17
448	10:98	418	11:57	505	11:70	368	11:20
451	11:05	420	11:40	508	11:60	371	11:25
454	11:06	423	11:69	511	11:65	374	11:20
457	11:08	426	11:68	513	11:80	377	11:22
459	11:15	22:366	12:45	32:328	11:40	379	11:27
21:296	12:39	369	12:55	330	11:40		
299	12:40	372	12:44	333	11:30	24333 ..	
302	12:35	375	12:64	336	11:28		
304	12:32	377	12:47	339	11:35	48:271	11:50
307	12:32	380	12:26	341	11:50	274	11:62
310	12:29	386	12:33	344	11:42	277	11:60

J. D. ☉ 24333 ..	Gr.	J. D. ☉ 24333 ..	Gr.	J. D. ☉ 24333 ..	Gr.	J. D. ☉ 24333 ..	Gr.
48·280	II·64	56·423	II·50	61·342	II·19	67·357	II·00
·282	II·63	·426	II·51	·345	II·27	·360	IO·89
·285	II·65	·428	II·70	·348	II·23	·363	IO·94
·299	II·75	·431	II·55	·350	II·20	·365	II·00
·302	II·80	·434	II·52	·353	II·34	·368	II·05
·304	II·58	57·425	II·45	·356	II·40	·372	II·02
·307	II·75	·429	II·34	62·383	II·15	68·416	II·38
·310	II·66	·431	II·25	·386	II·12	·418	II·28
·316	II·88	·434	II·32	·389	II·80	·420	II·15
·322	II·80	·437	II·42	·392	II·70	·422	II·04
·325	II·00	·440	II·40	·394	II·61	·424	II·00
·328	II·84	·442	II·35	·397	II·54	·426	IO·88
·335	II·78	·445	II·36	·400	II·40	·428	IO·80
·338	II·00	·448	II·29	·403	II·36	·431	IO·83
49·281	II·70	·451	II·22	·405	II·27	·435	IO·75
·284	II·40	·454	II·23	·408	II·00	·437	IO·80
·288	II·50	·457	II·10	·411	IO·98	·442	IO·78
·291	II·42	·460	II·00	·414	II·01	·444	IO·80
·294	II·50	·463	II·06	·417	II·09	·447	IO·90
·298	II·36	·465	II·90	·419	II·10	·449	IO·92
·301	II·32	·468	II·02	·422	II·06	·452	II·00
·305	II·25	·471	II·00	·425	II·05	·454	IO·88
·308	II·33	·474	II·80	·428	II·16	·456	II·03
·313	II·30	·476	II·75	·430	II·10	·460	II·12
·317	II·43	·479	II·84	·433	II·15	·462	II·00
·320	II·36	·482	II·60	·436	II·06	·465	II·15
56·359	II·40	·485	II·58	·439	II·13	·467	II·13
·362	II·10	·488	II·60	·442	II·14	72·273	IO·93
·365	II·12	·490	II·50	·444	II·19	·275	II·04
·369	II·97	·493	II·60	·447	II·22	·277	IO·94
·372	II·98	·496	II·40	·450	II·30	·286	II·03
·375	II·87	61·291	II·95	·453	II·32	·288	II·12
·381	II·96	·294	II·81	67·310	II·00	73·327	II·80:
·384	II·74	·296	II·82	·313	II·00	·329	II·64:
·387	II·62	·303	II·60	·316	II·90	·335	II·50:
·389	II·50	·306	II·54	·319	II·70	·338	II·52:
·392	II·58	·309	II·25	·322	II·42	·343	II·46:
·395	II·76	·312	II·36	·324	II·30	·349	II·20
·398	II·48	·316	II·16	·329	II·04	·352	II·30:
·401	II·47	·320	II·18	·331	IO·90	·358	II·10:
·403	II·49	·323	II·15	·334	IO·86	·360	II·05
·406	II·40	·325	II·10	·338	IO·88	·362	II·02:
·409	II·39	·328	II·05	·342	IO·80	·367	II·02:
·412	II·40	·331	II·10	·344	IO·87	·370	II·10:
·414	II·46	·334	II·06	·349	IO·89	·373	II·11:
·417	II·47	·337	II·17	·351	IO·96	·375	II·09
·420	II·41	·339	II·06	·354	IO·88	·383	II·12:

J. D. ☉ 24333 ..	Gr.	J. D. ☉ 24333 ..	Gr.	J. D. ☉ 24334 ..	Gr.	J. D. ☉ 24334 ..	Gr.
73.385	II.04:	79.419	II.62	02.338	II.80	19.361	II.46
.392	II.14:	.422	II.58	.342	II.93	.363	II.60
.394	II.06:	.425	II.60	.346	II.70	.365	II.50
.399	II.16:	90.298	II.90	.351	II.70	.367	II.66
78.295	II.32	.301	II.80	.356	II.60	25.337	II.61
.298	II.42	.304	II.81	.360	II.73	.340	II.39
.301	II.40	.307	II.64	.364	II.56	.342	II.57
.304	II.41	.310	II.63	.368	II.59	.346	II.25
.307	II.37	.312	II.43	.375	II.50	.349	II.35
.309	II.30	.315	II.40	.382	II.42	.351	II.28
.312	II.35	.318	II.25	.386	II.50	.353	II.04
.315	II.10	.321	II.20	.391	II.52	31.351	II.54
.318	II.30	.323	II.25	.397	II.67	.354	II.30
.320	II.32	.326	II.18	13.324	II.60	.357	II.22
.323	II.50	.328	II.26	.326	II.67	.360	II.25
79.350	II.20	.331	II.30	.328	II.70	.365	II.10
.352	II.12	.334	II.24	.331	II.63	.369	II.00
.355	II.08	.337	II.21	.333	II.69	.373	II.09
.358	II.07	.339	II.24	.335	II.62	.377	II.01
.361	II.96	.342	II.27	.337	II.70	.382	II.15
.364	II.75	.345	II.21	.339	II.68	.386	II.18
.366	II.83	.348	II.27	.341	II.69	.390	II.20
.369	II.70	.351	II.22	.343	II.64	.395	II.16
.372	II.57	.353	II.28	.345	II.61	37.366	II.90
.375	II.58	.356	II.30	.347	II.60	.368	II.80
.377	II.48	.359	II.40	.350	II.59	.370	II.75
.380	II.53	.362	II.31	19.326	II.61	.372	II.62
.383	II.51	.364	II.39	.330	II.47	.374	II.62
.386	II.45	.367	II.23	.334	II.44	.376	II.50
.388	II.50	.370	II.42	.336	II.52	.378	II.38
.391	II.36	.373	II.43	.338	II.35	.380	II.40
.394	II.45	96.333	II.20:	.341	II.34	.382	II.48
.397	II.40	.335	II.18:	.344	II.41	.385	II.37
.400	II.54	.346	II.02:	.346	II.30	.387	II.55
.402	II.40	.349	II.09:	.348	II.47	.389	II.58
.406	II.55			.351	II.38	.393	II.50
.408	II.47	24334 ..		.353	II.39	.395	II.52
.411	II.60			.355	II.31	.397	II.47
.413	II.56	02.331	II.65	.357	II.37		
.416	II.54	.333	II.65	.359	II.33		

VERZEICHNIS DER LITERATUR ÜBER RW CANCRI.

1. *W. Ceraski*: Quatre nouvelles variables. AN 197, 411, 1914. Anzeige der Entdeckung der Veränderlichkeit des Sternes Oxford Astr. Cat. II, 22953 und III, 27191 durch Frau *L. Ceraski*. Vorläufige Bezeichnung: 17. 1914 Cancr. Koordinaten für 1900.0: $\alpha = 9^h 13^m 58^s 68$; $\delta = +29^\circ 29' 13''.1$, Kartenort: $\alpha = 9^h 10^m 28^s 58$; $\delta = +29^\circ 40' 23''.1$. *Blažko* fand aus 29 Aufnahmen zwischen 1908 und 1913 eine Änderung von $9^m 5$ bis 11^m und vermutete eine kurze Periode.

2. AN 202. 105. 1916. Benennung.

3. *C. Hoffmeister*: Über einige veränderliche Sterne. AN 208. 249. 1919. 130 Beobachtungen an 34 Tagen 1916 März 27 bis 1918 März 17. Rascher Lichtwechsel. 15 Maxima, Elemente:

$$t^{max} = J. D. 2420950.3314 + 0^d 548194 - 0^d 104 \times 10^{-6} \cdot E^2$$

$M-m = 0^d 07$, $A = 10.5-11.6$. Änderung der Maximalhelligkeit.

4. *S. Blažko*: Mitteilungen über veränderliche Sterne. AN 216. 103. 1922. Visuelle Schätzungen. Periode sehr nahe konstant, aber starke, regelmäßige Veränderungen der Lichtkurve. Die Helligkeit in Maximum ändert sich von $8^m 9$ bis $9^m 7$ und die Dauer der Lichtzunahme entsprechend von $0^h 9$ bis $1^h 5$, dagegen ist die Helligkeit im Minimum immer etwa 10.3. Periode der Veränderungen 87^d (s. Berichtigung AN 217. 63.). Vergleichsterne.

5. *S. Blažko*: Beob. Zirk. d. AN. 7. 28. 1925. Periode veränderlich.

6. *E. Zinner*: Mitteilungen über veränderliche und verdächtige Sterne. Ast. Abh. Ergh. zu den AN. 4. Nr. 3. Stern Nr. 125. Mitteilung von 3 Maxima. Nicht ganz regelmäßiger Lichtwechsel.

7. *W. Zessewitsch*: Catalogue and Eph. of Short-Period Cepheids for 1932. Leningrad. S. 23. Elemente:

$$t^{max} = 2421339.413 + 0^d 5471863 \cdot E + 0^d 8 \times 10^{-9} (E-2000)^2$$

8. *W. Zessewitsch*: Cat. ... for 1933—34 and 1934—1935. Leningrad Bull. 3. and 4. 1934. "It is the most remarkable of RR Lyrae-type stars. In 1933—34 its amplitude was about $0^m 2$, although at other times it used to be about $1^m 2$. This fact has already been mentioned by *Blažko*. It requires intense observations". Normalmaximum.

9. *W. Zessewitsch*: Cat. ... for 1935—6. Tadjik Astr. Obs. Stalinabad. Neue Elemente von *Blažko*:

$$t^{max} = J. D. 2421339.415 + 0^d 547182 \cdot E + 0^d 84 \times 10^{-9} \cdot E^2$$

Nach neuen Maxima von *Selivanow* und *Soloviev* findet man:

$$t^{max} = J. D. 2421339.413 + 0^d 54718374 \cdot E + 0^d 81 \times 10^{-9} \cdot E^2$$

10. *A. Soloviev*: Die mittleren Lichtkurven von 18 RR Lyrae-Sternen. Ver. Sterne 5. Nr. 3. (51). 1936. p. 8c. 199 Beobachtungen. Normalmaximum. $M-m = 0.09$. Bild der Lichtkurve. S. noch Tadjik Circ. 16.

11. *Б. В. Кукаркин*: Визуальные наблюдения шести короткопериодических цефеид. Ver. St. 5. 293. 1940. 19 visuelle Beobachtungen 1932. März 11—14.

Budapest, Konkoly-Observatorium, 20. Oktober 1950.

„Füzött könyv 4.21. MNOSZ 5062.”

Kiadásért felel: Detre László.

3303. — Franklin-nyomda. Budapest, VIII., Szentkirályi-utca 28. — Felelős: Ketskés János